



Les amas de galaxies: des outils pour etudier la formation des structures et la cosmologie

Doris Neumann

► To cite this version:

Doris Neumann. Les amas de galaxies: des outils pour etudier la formation des structures et la cosmologie. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2003. tel-00005346

HAL Id: tel-00005346

<https://theses.hal.science/tel-00005346>

Submitted on 26 Mar 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Les amas de galaxies: des outils pour étudier la formation des structures et la cosmologie

Habilitation à diriger des recherches présentée à
l'Université Paris 7 - Denis Diderot

Doris M. Neumann,

CEA/Saclay, DSM/DAPNIA
Service d'Astrophysique,
France

Soutenue le 17 juin 2003 devant la commission d'examen:

Marcello FULCHIGNONI	Rapporteur et Président du Jury
Florence DURRET	Rapporteur
Luigina FERETTI	Rapporteur
Isabelle GRENIER	Examineur
Sabine SCHINDLER	Examineur
Jean-Loup PUGET	Examineur

19 juin 2003

Résumé sur l'originalité des recherches

Les amas de galaxies sont les objets les plus grands gravitationnellement liés dans l'Univers ayant atteint un état d'équilibre. Dans le scénario de formation hiérarchique des structures, dans lequel les petites structures se forment avant les grandes, les amas représentent les objets les plus jeunes. Ils contiennent encore de l'information sur l'effondrement initial de la perturbation de densité qui leur a donné naissance. Les amas possèdent trois composantes majeures: les galaxies, un gaz très chaud et optiquement mince (le milieu intra-amas – MIA) qui émet dans le domaine des rayons X, et la matière noire. Comme les amas sont dominés par la matière noire, ils fournissent une opportunité unique pour extraire des informations sur cette sorte de matière à travers les forces gravitationnelles qu'elle engendre. La fraction baryonique dans les amas est similaire à celle de l'Univers dans son ensemble. Avec l'information sur la nucléosynthèse primordiale, qui donne des contraintes sur la densité baryonique Ω_b dans l'univers, il est possible de déterminer avec la fraction de baryon dans les amas le paramètre cosmologique de densité de matière Ω_m , qui donne typiquement $\Omega_m=0.2-0.4$. Les amas grandissent par fusion avec d'autres amas de galaxies, ce qui est lié à la distribution globale de matière dans l'Univers. Le MIA est un traceur idéal pour les processus de fusion et permet à travers ses distributions en densité et en température de reconstruire l'histoire des amas, ce qui donne de l'information sur la formation des structures. De plus, la comparaison des caractéristiques des amas distants avec celles des amas proches permet d'étudier l'évolution de la formation des structures. Les amas montrent, comme le prédit la théorie, une forte auto-similarité, ce qui indique que notre compréhension sur la formation des structures est globalement correcte. Les faits mentionnés ici montrent que les amas sont des outils puissants pour étudier la cosmologie et la formation des structures, ce qui sera décrit plus en détail dans ce travail.

Activités d'encadrement

Stages de DEA:

- **Hilal El Akramine** (Université Pierre et Marie Curie - Paris VI: DEA de méthodes instrumentales en astrophysique et applications spatiales) :

Distributions de gaz dans 15 amas de galaxies proches et implications cosmologiques

- **Sébastien Majerowicz** (Université Louis Pasteur, Strasbourg: DEA Analyse et traitement de données sur les milieux astrophysiques):

Étude d'un amas de galaxies avec le satellite XMM-Newton

Encadrement des thèses de doctorat:

- **Sébastien Majerowicz** (Université Louis Pasteur, Strasbourg) :

Implications cosmologiques des amas de galaxies avec XMM-Newton

(troisième année)

Liste des articles présentés dans ce manuscrit

(Recueil des articles les plus significatifs)

- [1] D. M. Neumann, D. H. Lumb, G. W. Pratt, and U. G. Briel. The dynamical state of the Coma cluster with XMM-Newton. *accepted for publication in A&A*, astro-ph/0212432, 2003.
- [2] D. M. Neumann and M. Arnaud. Self-similarity of clusters of galaxies and the $L_X - T$ relation. *A&A*, 373:L33–L36, July 2001.
- [3] D. M. Neumann, M. Arnaud, R. Gastaud, N. Aghanim, D. Lumb, U. G. Briel, W. T. Vestrand, G. C. Stewart, S. Molendi, and J. P. D. Mittaz. The NGC 4839 group falling into the Coma cluster observed by XMM-Newton. *A&A*, 365:L74–L79, January 2001.
- [4] D. M. Neumann and M. Arnaud. Is MS 1054-03 an Exceptional Cluster? A New Investigation of ROSAT HRI X-Ray Data. *ApJ*, 542:35–41, October 2000.
- [5] D. M. Neumann and M. Arnaud. Regularity in the X-ray surface brightness profiles of galaxy clusters and the M-T relation. *A&A*, 348:711–727, August 1999.
- [6] D. M. Neumann. 3C 295: A Cluster and Its Cooling Flow at $Z = 0.46$. *ApJ*, 520:87–96, July 1999.
- [7] D. M. Neumann and H. Böhringer. A Detailed Analysis of the Dynamical State of the Cluster of Galaxies A2218 in X-Rays. *ApJ*, 512:630–635, February 1999.
- [8] D. M. Neumann and H. Bohringer. X-ray properties of the distant cluster Cl0016+16. *MNRAS*, 289:123–135, July 1997.
- [9] G. Squires, D. M. Neumann, N. Kaiser, M. Arnaud, A. Babul, H. Boehringer, G. Fahlman, and D. Woods. Weak Gravitational Lensing and X-Ray Analysis of Abell 2163. *ApJ*, 482:648–658, June 1997.
- [10] D. M. Neumann and H. Boehringer. ROSAT observations of the galaxy group AWM 7. *A&A*, 301:865–872, September 1995.

Bibliographie:

Articles dans des journaux avec rapporteur

- [1] S. Majerowicz, D. M. **Neumann**, and T. H. Reiprich. XMM-NEWTON observation of Abell 1835: Temperature, mass and gas mass fraction profiles. *A&A*, 394:77–87, October 2002.
- [2] C. Benoist, L. da Costa, H. E. Jørgensen, L. F. Olsen, S. Bardelli, E. Zucca, M. Scodeggio, D. **Neumann**, M. Arnaud, S. Arnouts, A. Biviano, and M. Ramella. Optically-selected clusters at $0.8 < z < 1.3$ in the EIS cluster survey. *A&A*, 394:1–5, October 2002.
- [3] M. Arnaud, N. Aghanim, and D. M. **Neumann**. The X-ray surface brightness profiles of hot galaxy clusters up to $z \approx 0.8$: Evidence for self-similarity and constraints on Ω_0 . *A&A*, 389:1–18, July 2002.
- [4] M. Arnaud, S. Majerowicz, D. Lumb, D. M. **Neumann**, N. Aghanim, A. Blanchard, M. Boer, D. J. Burke, C. A. Collins, M. Giard, J. Nevalainen, R. C. Nichol, A. K. Romer, and R. Sadat. XMM-Newton observation of the distant ($z=0.6$) galaxy cluster RX J1120.1+4318. *A&A*, 390:27–38, July 2002.
- [5] E. Pointecouteau, M. Hattori, D. **Neumann**, E. Komatsu, H. Matsuo, N. Kuno, and H. Böhringer. SZ and X-ray combined analysis of a distant galaxy cluster, RX J2228+2037. *A&A*, 387:56–62, May 2002.
- [6] H. Böhringer, C. A. Collins, L. Guzzo, P. Schuecker, W. Voges, D. M. **Neumann**, S. Schindler, G. Chincarini, S. De Grandi, R. G. Cruddace, A. C. Edge, T. H. Reiprich, and P. Shaver. The ROSAT-ESO Flux-limited X-Ray (REFLEX) Galaxy Cluster Survey. IV. The X-Ray Luminosity Function. *ApJ*, 566:93–102, February 2002.
- [7] N. E. Kassim, T. E. Clarke, T. A. Enßlin, A. S. Cohen, and D. M. **Neumann**. Low-Frequency VLA Observations of Abell 754: Evidence for a Cluster Radio Halo and Possible Radio Relics. *ApJ*, 559:785–790, October 2001.
- [8] D. M. **Neumann** and M. Arnaud. Self-similarity of clusters of galaxies and the $L_X - T$ relation. *A&A*, 373:L33–L36, July 2001.
- [9] H. Böhringer, P. Schuecker, L. Guzzo, C. A. Collins, W. Voges, S. Schindler, D. M. **Neumann**, R. G. Cruddace, S. De Grandi, G. Chincarini, A. C. Edge, H. T. MacGillivray, and P. Shaver. The ROSAT-ESO flux limited X-ray (REFLEX) galaxy cluster survey. I. The construction of the cluster sample. *A&A*, 369:826–850, April 2001.
- [10] P. Schuecker, H. Böhringer, L. Guzzo, C. A. Collins, D. M. **Neumann**, S. Schindler, W. Voges, S. De Grandi, G. Chincarini, R. Cruddace, V. Müller, T. H. Reiprich, J. Retzlaff,

- and P. Shaver. The ROSAT-ESO Flux-Limited X-Ray (REFLEX) galaxy cluster survey. III. The power spectrum. *A&A*, 368:86–106, March 2001.
- [11] D. M. **Neumann**, M. Arnaud, R. Gastaud, N. Aghanim, D. Lumb, U. G. Briel, W. T. Vestrand, G. C. Stewart, S. Molendi, and J. P. D. Mittaz. The NGC 4839 group falling into the Coma cluster observed by XMM-Newton. *A&A*, 365:L74–L79, January 2001.
- [12] M. Arnaud, N. Aghanim, R. Gastaud, D. M. **Neumann**, D. Lumb, U. Briel, B. Altieri, S. Ghizzardi, J. Mittaz, T. P. Sasseen, and W. T. Vestrand. XMM-Newton observation of the Coma Galaxy cluster. The temperature structure in the central region. *A&A*, 365:L67–L73, January 2001.
- [13] U. G. Briel, J. P. Henry, D. H. Lumb, M. Arnaud, D. **Neumann**, N. Aghanim, R. Gastaud, J. P. D. Mittaz, T. P. Sasseen, and W. T. Vestrand. A mosaic of the Coma cluster of galaxies with XMM-Newton. *A&A*, 365:L60–L66, January 2001.
- [14] C. A. Collins, L. Guzzo, H. Böhringer, P. Schuecker, G. Chincarini, R. Cruddace, S. De Grandi, H. T. MacGillivray, D. M. **Neumann**, S. Schindler, P. Shaver, and W. Voges. The ROSAT-ESO Flux-Limited X-ray (REFLEX) galaxy cluster survey - II. The spatial correlation function. *MNRAS*, 319:939–948, December 2000.
- [15] D. M. **Neumann** and M. Arnaud. Is MS 1054-03 an Exceptional Cluster? A New Investigation of ROSAT HRI X-Ray Data. *ApJ*, 542:35–41, October 2000.
- [16] D. M. **Neumann** and M. Arnaud. Regularity in the X-ray surface brightness profiles of galaxy clusters and the M-T relation. *A&A*, 348:711–727, August 1999.
- [17] D. M. **Neumann**. 3C 295: A Cluster and Its Cooling Flow at $Z = 0.46$. *ApJ*, 520:87–96, July 1999.
- [18] S. de Grandi, L. Guzzo, H. Böhringer, S. Molendi, G. Chincarini, C. Collins, R. Cruddace, D. **Neumann**, S. Schindler, P. Schuecker, and W. Voges. The X-Ray Luminosity Function of Bright Galaxy Clusters in the Local Universe. *ApJL*, 513:L17–L20, March 1999.
- [19] S. de Grandi, H. Böhringer, L. Guzzo, S. Molendi, G. Chincarini, C. Collins, R. Cruddace, D. **Neumann**, S. Schindler, P. Schuecker, and W. Voges. A Flux-limited Sample of Bright Clusters of Galaxies from the Southern Part of the ROSAT All-Sky Survey: The Catalog and LOG N-LOG S. *ApJ*, 514:148–163, March 1999.
- [20] D. M. **Neumann** and H. Böhringer. A Detailed Analysis of the Dynamical State of the Cluster of Galaxies A2218 in X-Rays. *ApJ*, 512:630–635, February 1999.
- [21] H. Böhringer, D. M. **Neumann**, S. Schindler, and J. P. Huchra. Stripped Spiral Galaxies as Promising Targets for the Determination of the Cepheid Distance to the Virgo Cluster. *ApJ*, 485:439–446, August 1997.
- [22] D. M. **Neumann** and H. Böhringer. X-ray properties of the distant cluster Cl0016+16. *MNRAS*, 289:123–135, July 1997.

- [23] G. Squires, D. M. **Neumann**, N. Kaiser, M. Arnaud, A. Babul, H. Boehringer, G. Fahlman, and D. Woods. Weak Gravitational Lensing and X-Ray Analysis of Abell 2163. *ApJ*, 482:648–658, June 1997.
- [24] S. Schindler, M. Hattori, D. M. **Neumann**, and H. Boehringer. ROSAT/HRI and ASCA observations of the most luminous X-ray cluster RX J1347.5-1145. *A&A*, 317:646–655, February 1997.
- [25] L. Feretti, H. Boehringer, G. Giovannini, and D. **Neumann**. The radio and X-ray properties of Abell 2255. *A&A*, 317:432–440, January 1997.
- [26] M. Hattori, Y. Ikebe, I. Asaoka, T. Takeshima, H. Boehringer, T. Mihara, D. M. **Neumann**, S. Schindler, T. Tsuru, and T. Tamura. A dark cluster of galaxies at redshift $z=1$. *Nat.*, 388:146–148, 1997.
- [27] H. Boehringer, D. M. **Neumann**, S. Schindler, and R. C. Kraan-Korteweg. Abell 3627: A Nearby, X-Ray Bright, and Massive Galaxy Cluster. *ApJ*, 467:168–174, August 1996.
- [28] G. Squires, N. Kaiser, A. Babul, G. Fahlman, D. Woods, D. M. **Neumann**, and H. Boehringer. The Dark Matter, Gas, and Galaxy Distributions in Abell 2218: A Weak Gravitational Lensing and X-Ray Analysis. *ApJ*, 461:572–586, April 1996.
- [29] D. M. **Neumann** and H. Boehringer. ROSAT observations of the galaxy group AWM 7. *A&A*, 301:865–872, September 1995.
- [30] S. Schindler, L. Guzzo, H. Ebeling, H. Boehringer, G. Chincarini, C. A. Collins, S. de Grandi, D. M. **Neumann**, U. G. Briel, P. Shaver, and G. Vettolani. Discovery of an arc system in the brightest ROSAT cluster of galaxies. *A&A*, 299:L9–L12, July 1995.
- [31] A. C. Edge, H. Boehringer, L. Guzzo, C. A. Collins, D. **Neumann**, G. Chincarini, S. de Grandi, R. Duemmler, H. Ebeling, S. Schindler, W. Seitter, P. Vettolani, U. Briel, R. Crudele, R. Gruber, H. Gursky, G. Hartner, H. T. MacGillivray, P. Schuecker, P. Shaver, W. Voges, J. Wallin, A. Wolter, and G. Zamorani. A giant arc in a ROSAT-detected cluster of galaxies. *A&A*, 289:L34–L36, September 1994.
- [32] H. Boehringer, W. Voges, A. C. Fabian, A. C. Edge, and D. M. **Neumann**. A ROSAT HRI study of the interaction of the X-ray-emitting gas and radio lobes of NGC 1275. *MNRAS*, 264:L25–L28, October 1993.

Articles des conférences

- [1] S. Majerowicz, D. M. Neumann, and T. H. Reiprich. XMM-NEWTON Observation of Abell 1835 : Temperature, Mass and Gas Mass Fraction Profiles. In *ASP Conf. Ser. 268: Tracing Cosmic Evolution with Galaxy Clusters*, page 403, 2002.
- [2] U. G. Briel, J. P. Henry, M. Arnaud, and D. Neumann. The Coma Cluster of Galaxies Observed by XMM-Newton. In *ASP Conf. Ser. 268: Tracing Cosmic Evolution with Galaxy Clusters*, page 199, 2002.
- [3] P. Lynam, H. Böhringer, P. Schuecker, T. Reiprich, E. Molinari, L. Guzzo, L. Barone, C. Collins, S. Schindler, and D. Neumann. Wide-Field Multicolour Imaging of Selected REFLEX Clusters. In *ASP Conf. Ser. 268: Tracing Cosmic Evolution with Galaxy Clusters*, page 401, 2002.
- [4] J. G. Bartlett, N. Aghanim, M. Arnaud, J.-P. Bernard, A. Blanchard, M. Boer, D. J. Burke, C. A. Collins, M. Giard, D. H. Lumb, S. Majerowicz, P. Marty, D. Neumann, J. Nevalainen, R. C. Nichol, C. Pichon, A. K. Romer, R. Sadat, and C. Adami. The XMM-Newton Omega Project. In *Clusters of Galaxies and the High Redshift Universe Observed in X-rays*, 2001.
- [5] A. Cohen, N. Kassim, T. E. Clarke, T. A. Ensslin, and D. Neumann. Low frequency VLA observations of Abell 754: evidence for a cluster radio halo and two possible radio relics. In *Clusters of Galaxies and the High Redshift Universe Observed in X-rays*, 2001.
- [6] S. Majerowicz and D. M. Neumann. The temperature profile of A1835 determined with xmm-newton observations and the importance of accurate background measurements. In *Clusters of Galaxies and the High Redshift Universe Observed in X-rays*, 2001.
- [7] L. Guzzo, H. Böhringer, C. A. Collins, P. Schuecker, G. Chincarini, R. Cruddace, S. de Grandi, D. M. Neumann, S. Schindler, P. A. Shaver, and W. Voges. The clustering of clusters of galaxies in the REFLEX survey. *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 72:853, 2001.
- [8] P. Gondoin, B. Aschenbach, C. Erd, D. H. Lumb, S. Majerowicz, D. Neumann, and J. L. Sauvageot. In-orbit calibration of the XMM-Newton telescopes. In *Proc. SPIE Vol. 4140, p. 1-12, X-Ray and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy XI, Kathryn A. Flanagan; Oswald H. Siegmund; Eds.*, pages 1–12, December 2000.
- [9] P. Schuecker, H. Bohringer, L. Guzzo, C. A. Collins, D. M. Neumann, S. Schindler, W. Voges, G. Chincarini, G. Cruddace, S. De Grandi, A. C. Edge, H. T. Macgillivray, P. A.

- Shaver, and G. Vettolani. Eigenmode and Fourier Analyses of REFLEX Cluster Number Density Fluctuations. In *Large Scale Structure in the X-ray Universe, Proceedings of the 20-22 September 1999 Workshop, Santorini, Greece*, eds. Plionis, M. & Georgantopoulos, I., Atlantisciences, Paris, France, p.403, page 403, March 2000.
- [10] D. M. Neumann and E. Pantin. X-ray Profiles of Clusters - Beyond the b-Model. In *Large Scale Structure in the X-ray Universe, Proceedings of the 20-22 September 1999 Workshop, Santorini, Greece*, eds. Plionis, M. & Georgantopoulos, I., Atlantisciences, Paris, France, p.391, page 391, March 2000.
- [11] M. Arnaud, D. Neumann, N. Aghanim, A. Evrard, and A. Blanchard. Cluster Scaling Laws & Mass Content. In *Large Scale Structure in the X-ray Universe, Proceedings of the 20-22 September 1999 Workshop, Santorini, Greece*, eds. Plionis, M. & Georgantopoulos, I., Atlantisciences, Paris, France, p.77, page 77, March 2000.
- [12] P. D. Lynam, C. A. Collins, P. A. James, H. Böhringer, and D. M. Neumann. X-ray Clusters and the Search for Cosmic Flows. In *ASP Conf. Ser. 201: Cosmic Flows Workshop*, page 146, 2000.
- [13] D. Neumann, M. Arnaud, M. Joy, and S. Patel. A New Investigation of MS1054 in X-Rays. In *ASP Conf. Ser. 200: Clustering at High Redshift*, page 438, 2000.
- [14] H. Böhringer, L. Guzzo, C. A. Collins, P. Schuecker, S. Schindler, W. Voges, D. M. Neumann, R. Cruddace, S. Degrandi, G. Chincarini, T. H. Reiprich, A. C. Edge, H. T. MacGillivray, and P. Shaver. Probing the Large-Scale Structure with the REFLEX Cluster Survey. In *From Extrasolar Planets to Cosmology: The VLT Opening Symposium, Proceedings of the ESO Symposium held at Antofagasta, Chile, 1-4 March 1999. Edited by Jacqueline Bergeron and Alvio Renzini. Berlin: Springer-Verlag, 2000. p. 157.*, page 157, 2000.
- [15] M. Arnaud, N. Aghanim, E. Belsole, R. Gastaud, S. Majerowicz, D. M. Neumann, and J. L. Sauvageot. First Results on Clusters Observed by XMM-Newton/EPIC. In *Constructing the Universe with Clusters of Galaxies*, 2000.
- [16] P. Schuecker, H. Bohringer, L. Guzzo, C. A. Collins, D. M. Neumann, S. Schindler, W. Voges, S. DeGrandi, G. Chincarini, R. Cruddace, V. Muller, T. Reiprich, J. Retzlaff, and P. Shaver. The Redshift Space Power Spectrum of Reflex Clusters of Galaxies. In *Constructing the Universe with Clusters of Galaxies*, 2000.
- [17] D. M. Neumann, M. Arnaud, and N. Aghanim. Self-Similarity of Clusters of Galaxies at Different Redshifts and the LX-T Relation. In *Constructing the Universe with Clusters of Galaxies*, 2000.
- [18] L. T. Barone, E. Molinari, H. Bohringer, G. Chincarini, C. A. Collins, P. Guzzo, P. D. Lynam, D. M. Neumann, T. Reiprich, S. Schindler, and P. Schuecker. Optical Follow-Up of the Reflex Survey: A New Perspective in Cluster Studies. In *Constructing the Universe with Clusters of Galaxies*, 2000.

- [19] C. Ferrari, S. Maurogordato, E. Slezak, M. Arnaud, D. Neumann, and J. Rho. Abell 521: Multiwavelength Analysis of a Currently Forming Cluster. In *Constructing the Universe with Clusters of Galaxies*, 2000.
- [20] D. M. Neumann, S. Schindler, A. Blanchard, P. Ferrando, R. Rothenflug, and T. Boller. Observing Radio Galaxies - Tracing Rich Clusters at Very High Redshift. In *Diffuse Thermal and Relativistic Plasma in Galaxy Clusters*, page 161, 1999.
- [21] L. Guzzo, H. Bohringer, P. Schuecker, C. A. Collins, S. Schindler, D. M. Neumann, S. de Grandi, R. Cruddace, G. Chincarini, A. C. Edge, P. A. Shaver, and W. Voges. The REFLEX Cluster Survey: observing strategy and first results on large-scale structure. *The Messenger*, 95:27–32, 1999.
- [22] C. A. Collins, H. Bohringer, L. Guzzo, P. Schuecker, D. Neumann, S. Schindler, R. Cruddace, S. Degrandi, G. Chincarini, A. C. Edge, H. T. MacGillivray, P. Shaver, G. Vettolani, and W. Voges. The REFLEX Cluster Survey. In *Abstracts of the 19th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology, held in Paris, France, Dec. 14-18, 1998*. Eds.: J. Paul, T. Montmerle, and E. Aubourg (CEA Saclay)., December 1998.
- [23] P. Schuecker, H. Bohringer, L. Guzzo, C. Collins, D. M. Neumann, S. Schindler, and W. Voges. Large-Scale Structure Studies with the REFLEX Cluster Survey. In *Abstracts of the 19th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology, held in Paris, France, Dec. 14-18, 1998*. Eds.: J. Paul, T. Montmerle, and E. Aubourg (CEA Saclay)., December 1998.
- [24] P. D. Lynam, C. A. Collins, P. A. James, H. Bohringer, and D. Neumann. X-ray Clusters & the Search for Bulk Streaming Motions. In *Abstracts of the 19th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology, held in Paris, France, Dec. 14-18, 1998*. Eds.: J. Paul, T. Montmerle, and E. Aubourg (CEA Saclay)., December 1998.
- [25] H. Bohringer, C. A. Collins, L. Guzzo, D. M. Neumann, S. Schindler, P. Schuecker, and et al. The ROSAT ESO Flux-Limited X-ray (REFLEX) Cluster Survey. In *Evolution of Large-Scale Structure: From Recombination to Garching*, 1998.
- [26] H. Bohringer, L. Guzzo, C. A. Collins, D. M. Neumann, S. Schindler, P. Schuecker, R. Cruddace, G. Chincarini, S. de Grandi, A. C. Edge, H. T. MacGillivray, P. Shaver, G. Vettolani, and W. Voges. Results from the REFLEX Cluster Survey. In *Wide Field Surveys in Cosmology, 14th IAP meeting held May 26-30, 1998, Paris*. Publisher: Editions Frontieres. ISBN: 2-8 6332-241-9, p. 261., page 261, 1998.
- [27] H. Bohringer, L. Guzzo, C. A. Collins, D. M. Neumann, S. Schindler, P. Schuecker, R. Cruddace, S. Degrandi, G. Chincarini, A. C. Edge, H. T. MacGillivray, P. Shaver, G. Vettolani, and W. Voges. Probing the cosmic large-scale structure with the REFLEX Cluster Survey: profile of an ESO key programme. *The Messenger*, 94:21–25, 1998.
- [28] D. M. Neumann and H. Bohringer. 3C295, a Cooling Flow Cluster at $z=0.46$. In *ASP Conf. Ser. 115: Galactic Cluster Cooling Flows*, page 128, 1997.

- [29] M. Hattori, Y. Ikebe, T. Mihara, T. T. I. Asaoka, H. Böhringer, D. M. Neumann, S. Schindler, T. Tsuru, and T. Tamura. X-Ray Search for Dark Lens Objects. In *X-Ray Imaging and Spectroscopy of Cosmic Hot Plasmas*, page 67, 1997.
- [30] R. Kneer, H. Böhringer, D. Neumann, and J. Krautter. PSPC Observation of the galaxy cluster Abell 85. In *Roentgenstrahlung from the Universe*, pages 593–594, February 1996.
- [31] M. Arnaud, R. Rothenflug, H. Böhringer, D. Neumann, and K. Yamashita. Rosat/ginga Observation of the Galaxy Cluster A3921. In *UV and X-ray Spectroscopy of Astrophysical and Laboratory Plasmas : Proceedings of the Eleventh Colloquium on UV and X-ray ... held on May 29-June 2, 1995, Nagoya, Japan. Edited by K. Yamashita and T. Watanabe. Tokyo : Universal Academy Press, 1996. (Frontiers science series ; no. 15)., p.163*, page 163, 1996.

Table des matières

1	Introduction	17
1.1	La formation des structures et des amas de galaxies	17
1.2	Brève introduction à l’histoire de l’astronomie X	18
1.3	Le design des observatoires X	19
1.3.1	Les détecteurs X pour la spectro-imagerie	19
1.3.2	Optique pour télescopes X	19
1.3.3	Le design de ROSAT	19
1.3.4	Le design de <i>XMM-Newton</i>	19
1.4	Caractéristiques générales des amas de galaxies et du MIA	20
1.5	L’organisation du rapport	20
2	La détermination de masse des amas	23
2.1	L’approche hydrostatique	23
2.2	Des résultats sur les profils de température	25
2.3	La fraction de baryon dans les amas	26
2.4	Comparaison des estimations de masse	27
3	L’état dynamique des amas de galaxies	29
3.1	Comment détecter et mesurer les sous-structures dans un amas	29
3.2	La sous-structure dans l’amas distant CL0016+16	30
3.3	L’état dynamique d’Abell 2218	30
3.4	L’amas Coma observé avec <i>XMM-Newton</i>	31
3.5	Résumé sur les études des sous-structure dans les amas	33
4	Les amas de galaxies distants	35
4.1	3C295 un amas avec courant de refroidissement à $z=0.46$	36
4.2	MS1054-03 un amas lumineux à $z=0.83$	38
4.3	Les amas massifs et distants et la valeur de Ω_m	38
5	L’auto-similarité des amas et ses implications	41
5.1	L’auto-similarité dans le domaine des X	41
5.2	L’auto-similarité et la relation $L_X - T$	42
5.3	Les amas comme “bougies standard”	44

6	Perspectives	47
6.1	L'état actuel des recherches et les questions ouvertes	47
6.2	Les études pour l'avenir	48
6.2.1	Tracer le profil de la matière noire pour confirmer ou rejeter le CDM . .	48
6.2.2	La physique interne des amas	49
6.2.3	La physique de l'accélération	50
6.2.4	La formation des structures	51

Chapitre 1

Introduction

1.1 La formation des structures et des amas de galaxies

Le “Big Bang” est l’explosion gigantesque qui a initié l’expansion de l’univers. Les grandes structures qui définissent la morphologie globale ou la carte de notre Univers viennent des sur-densités, qui se sont formées à partir des fluctuations quantiques créées après le Big Bang.

Des fluctuations suffisamment denses s’effondrent à un moment donné pour devenir des objets gravitationnellement liés qui sont observables aujourd’hui. Le temps d’effondrement de ces objets dépend de leur amplitude initiale. Plus la structure est grande ou massive, plus grand est le temps nécessaire pour sa formation. A cause de ceci les objets plus petits et moins massifs se forment avant les objets massifs (voir par exemple [106]).

Les amas de galaxies ont des masses totales qui dépassent souvent quelques 10^{14} voire quelques 10^{15} fois la masse de notre soleil (M_{\odot}) et ont des tailles typiques de quelques Mpc, qui correspondent à quelques millions d’années lumières. Ceci fait que les amas sont les objets gravitationnellement liés les plus grands qui ont atteint un état d’équilibre (voir par exemple [13]). Ceci en fait aussi les objets les plus jeunes dans l’Univers observables aujourd’hui. Nous pouvons témoigner de la formation des amas même dans l’Univers d’aujourd’hui: les amas de galaxies montrent pour une grande partie des sous-structures [115], qui peuvent être identifiées comme la fusion avec d’autres groupes de galaxies ou d’amas.

À cause de leur jeune âge les processus physiques internes n’ont pas encore eu le temps d’effacer l’information initiale de la sur-densité et de l’effondrement desquels ils naissent. Ceci permet d’utiliser les amas de galaxies pour étudier la formation des structures et en même temps pour déterminer les paramètres cosmologiques (voir [107] pour une revue).

La masse de l’Univers est dominée par la matière noire de laquelle très peu est connue aujourd’hui. La matière noire n’est pas d’origine baryonique. Des candidats plausibles pour cette matière sont en ce moment les “WIMPS” (Weakly interacting massive particles - voir par exemple [81]) ou des axions (voir par exemple [104]).

Des simulations numériques ont montré que les amas accrètent ou absorbent toute sorte de matière sans discrimination ([135] et références citées). C’est pour cela que la fraction de baryon dans les amas peut être extrapolée à tout l’Univers. Des études récentes montrent que 70-80% de la matière dans les amas et donc 70-80% de la masse totale est constituée par la matière noire. En conclusion: la matière dans l’Univers est dominée par une sorte de matière de laquelle nous connaissons très peu aujourd’hui.

Les amas contiennent un gaz chaud émettant en X. Ce gaz est la source dominante des

baryons dans les amas. La masse de ce plasma chaud contribue à 15-20% de la masse totale de l'amas. Les galaxies, en comparaison¹ présentent seulement 5% de la masse totale de l'amas, ce qui est un facteur 3-4 fois plus petit comparé au gaz chaud. Ce plasma chaud, aussi appelé milieu intra-amas (MIA) est chauffé à des températures qui varient entre $10^7 - 10^8$ K, ce qui correspond à des énergies de 1 – 10 keV.

Mesurer la distribution de la densité et de la température du MIA nous permet de déterminer la masse totale de l'amas à travers l'approche hydrostatique en traitant le gaz comme une atmosphère. De plus, les investigations du MIA permettent de déterminer l'état dynamique de l'amas. Par exemple la fusion avec une sous-structure peut créer une onde de choc initiée par des vitesses de fusion qui excèdent la vitesse du son. Ces ondes de choc chauffent localement le MIA et peuvent donc être observées à travers des variations fortes dans la distribution de la température du MIA.

La forte connection entre la luminosité en X et la masse permet de trouver les amas distants les plus massifs par des relevés du ciel en X. L'évolution entre la densité d'amas distants avec le redshift est un outil puissant pour la détermination du paramètre cosmologique Ω_m (c.f. [19], [16], [94], [105] et références citées).

1.2 Brève introduction à l'histoire de l'astronomie X

Les rayons X émis par les objets astronomiques sont absorbés par l'atmosphère de notre terre. C'est pour cela qu'il faut lancer des satellites pour étudier les objets du ciel émettant en X. L'histoire des satellites X commence avec le lancement du satellite *Uhuru*² en décembre 1970, qui a effectué le premier échantillonnage du ciel complet en X (pour une introduction complète de l'histoire de l'astrophysique X voir [26]). Après *Uhuru* beaucoup d'autres observatoires X ont été mis en orbite, comme *Ariel V* (1974), *Einstein* (1978), *EXOSAT* (1983), *Ginga* (1987), *ROSAT* (1990), *ASCA* (1993), et *Beppo-SAX* (1996) et d'autres encore, non cités ici car moins importants pour l'étude des amas de galaxies.

ROSAT a effectué la première couverture complète du ciel avec une résolution spatiale d'environ 1 arcmin. Cet échantillonnage a fourni un catalogue avec plus de 100000 nouvelles sources. L'amas de galaxies le plus lumineux trouvé aujourd'hui, RXJ1347 [113] à un redshift de $z=0.46$ a également été trouvé dans le même échantillonnage.

Les satellites les plus récents sont *Chandra* [131] et *XMM-Newton* [54], lancés en 1999. Les deux observatoires ont des détecteurs type "CCD" (charge coupled device) à bord, qui fournissent à la fois une résolution spatiale et spectrale et qui permettent donc d'étudier des variations spectrales dans l'émission X des objets étendus. La spécificité de *Chandra* est d'avoir une résolution spatiale d'une seconde d'arc, qui n'était jamais atteinte avant. *XMM-Newton* au contraire fournit une combinaison de grande surface collectrice avec une bonne résolution spatiale (4-6 arcsec FWHM) jamais atteinte auparavant. La grande surface collectrice dans le cas d'*XMM* est assurée par trois télescopes X (voir ci-dessous).

1. Le nombre de galaxies dans un amas varie entre quelques galaxies pour les groupes peu massifs jusqu'à quelques milliers de galaxies pour les amas très massifs.

2. Avant le lancement d'*Uhuru* les observations des sources X étaient pratiquées avec des fusées

1.3 Le design des observatoires X

1.3.1 Les détecteurs X pour la spectro-imagerie

Les photons X sont très énergétiques. A la différence des photons optiques, un seul photon X est capable de produire quelques paires d'électrons-ions dans un élément de détecteur. Puisque le nombre de paires est proportionnel à l'énergie du photon le simple comptage de ces paires suffit pour la détermination de l'énergie du photon X. Cette technique, qui s'appelle la spectro-imagerie permet de mesurer à la fois la position et l'énergie du photon X.

Les télescopes X du passé, avec des capacités de spectro-imagerie, tel que *ROSAT* ou *Einstein* étaient équipés de compteurs proportionnels, qui ont eu une résolution spatiale en combinaison avec une modeste résolution spectrale [26]. Aujourd'hui les détecteurs à bord des télescopes X sont souvent des CCD's, qui fournissent comme les compteurs proportionnels à la fois de l'information spatiale et spectrale. La résolution spectrale des CCD's pour les rayons X est d'une meilleure qualité en comparaison avec celle des compteurs proportionnels, puisque plus de paires electron-ion sont créées.

1.3.2 Optique pour télescopes X

Puisque la réflexion des photons X est difficile, les télescopes X nécessitent une optique spéciale qui est basée sur de petits angles d'incidence. Pour offrir une bonne solution à ce problème, la plupart des observatoires X sont équipés avec un télescope de type "Wolter I". Pour ce type de télescope une coquille de miroir de forme parabolique est suivie par une coquille de miroir de forme hyperbolique. Pour augmenter la surface collectrice, qui est très petite pour une paire de coquille de miroir, plusieurs coquilles sont nichées les unes dans l'autre. Dans le cas de *XMM-Newton* par exemple un télescope est constitué par 58 paires de coquilles.

1.3.3 Le design de ROSAT

ROSAT, le satellite X allemand, qui a été lancé en 1990 avec une fusée type DELTA II avait à bord un télescope de type Wolter I avec 5 paires de coquilles de miroir nichées les unes dans les autres [125]. Pour ce télescope, il existait deux types d'instruments focaux: le "position sensitive proportional counter" (PSPC) et le "high resolution imager" (HRI) qui était un détecteur de type plaque de canaux. Le PSPC fournissait à la fois de la résolution spectrale et spatiale modérées (FWHM d'à peu près 30 arcsec qui étaient quelque peu dépendantes de l'énergie du photon X incident) tandis que le HRI fournissait seulement la résolution spatiale (FWHM de 5 arcsec). Un grand avantage du PSPC par rapport au HRI et aussi d'autres détecteurs, était son bruit interne extrêmement bas et son grand champ de vue (CDV) d'un diamètre de 2 degrés. Le CDV du HRI, en comparaison, était de seulement 40 arcmin. La combinaison télescope – détecteur à bord *ROSAT* était sensible dans la bande d'énergie 0.1-2.4 keV.

ROSAT avait à bord également une caméra sensible dans l'UV, appelée Wide-Field Camera (WFC).

1.3.4 Le design de XMM-Newton

XMM-Newton est un satellite X, qui a été lancé en décembre 1999 par une fusée Ariane V.

XMM-Newton a trois télescopes type Wolter I à bord (pour une revue de *XMM-Newton* voir [54]). Deux de ces trois télescopes ont des grilles pour les rayons X dans leur chemin optique, qui agissent simultanément comme des diviseurs de faisceau³. Un photon traversant l'un ou l'autre des diviseurs de faisceau tombe soit sur la caméra RGS (Reflection Grating Spectrometer) [33] qui fournit avec la grille X une haute résolution spectrale, soit le photon est détecté par la caméra MOS [126], qui fournit à la fois la résolution spatiale et spectrale, qui est cependant d'une qualité inférieure à celle de la caméra RGS. Le dernier télescope X a seulement un détecteur dans son plan focal, la caméra pn [122], qui est constituée de CCD's illuminés de face et qui offre comme les caméras MOS à la fois de la résolution spectrale et spatiale.

Les deux caméras MOS combinées avec la caméra pn constituent la caméra dite European Photon Imaging Camera (EPIC). Les caméras EPIC sont sensibles dans la bande d'énergie 0.1-10 keV.

XMM-Newton possède à bord également un petit télescope optique, le "optical monitor" – ou moniteur optique [72].

1.4 Caractéristiques générales des amas de galaxies et du MIA

Le MIA est un gaz chaud qui a des températures qui varient entre $10^7 - 10^8$ K, une faible densité de particules (typiquement de l'ordre $10^{-2} - 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$) et émet presque exclusivement par rayonnement de freinage thermique⁴. Le rayonnement de freinage thermique suit en absence des raies la loi $I_\nu \propto \exp(-h\nu/kT)$ où T est la température du gaz. Pour une introduction au rayonnement de freinage thermique voir par exemple [108].

Les températures élevées et les densités faibles font que le MIA peut être considéré comme optiquement mince. Il est répartie sur tout l'amas, qui a typiquement un diamètre de plusieurs Mpc, ce qui correspond à plusieurs millions d'années lumières, et une masse totale comprise entre quelques $10^{13} - 10^{15} M_\odot$. Les amas de galaxies sont constitués de trois composantes principales: les galaxies, le MIA, et la matière noire. Les galaxies représentent 5% de la masse totale d'un amas, le MIA à peu près 20% et le reste, environ 75% est constitué par de la matière noire.

1.5 L'organisation du rapport

Après cette introduction suit un chapitre (chapitre 2) dédié à la détermination de la masse des amas de galaxies basée sur l'approche hydrostatique. La connaissance de la masse totale et de la masse baryonique est importante: la fraction baryonique peut être utilisée pour déterminer le paramètre cosmologique Ω_m et donne typiquement des valeurs de l'ordre de $\Omega_m = 0.2 - 0.4$. Quelques exemples seront montrés sur la détermination de la fraction baryonique ainsi qu'une comparaison de ce type de détermination de masse avec une autre approche: l'effet de lentille gravitationnelle faible. La comparaison avec l'approche qui utilise l'effet de l'amas comme une

3. Pour des images du chemin optique de *XMM-Newton* et son design voir aussi: http://xmm.vilspa.esa.es/external/xmm_user_support/documentation/build

4. Dans quelques amas, il existe aussi un plasma non-thermique et relativiste, qui peut-être observé avec des télescopes radio. Ce plasma contient uniquement une petite fraction de la masse totale de l'amas (voir par exemple [40] et références incluses pour plus d'information)

lentille gravitationnelle permet de vérifier la validité de notre hypothèse concernant le MIA, notamment sa symétrie sphérique et son équilibre hydrostatique.

Les amas peuvent être considérés comme des objets jeunes. Ils sont encore dans un processus de formation et beaucoup d'amas montrent des signes de sous-structures, qui indiquent la fusion avec d'autres groupes ou amas de galaxies. Dans le chapitre 3 sera décrit la façon dont les sous-structures sont détectées ainsi que la mesure de leur signifiante statistique et leur importance pour l'état dynamique de l'amas. Plusieurs exemples seront montrés pour la quantification du contenu des sous-structures dans les amas et pour illustrer la manière dont cette information peut être utilisée pour connaître l'état dynamique de l'amas.

La comparaison des amas distants et proches peut donner une information importante sur l'évolution des amas, la formation des structures ainsi que sur les paramètres cosmologiques. A titre d'exemple, il est attendu que les amas distants montrent plus de sous-structures que les amas proches. De plus, la fraction du gaz ou la fraction baryonique des amas distants, qui devrait être la même que celle trouvée dans les amas proches, peut être utilisée pour la calibration des paramètres cosmologiques. Les amas distants apparaissent moins brillants et plus petits que les amas proches, ce qui fait que le traitement des données et l'extraction des quantités physiques est plus difficile. Les problèmes techniques à traiter quand on observe les amas distants sont la statistique limitée des photons X ainsi que le brouillage par les instruments qui ont généralement une résolution spatiale limitée. Le chapitre 4 décrit comment prendre en compte ces effets dans le cadre de plusieurs études des amas distants. Les résultats seront comparés aux résultats obtenus pour les amas proches et quelques estimations de paramètres cosmologiques seront données.

La théorie simple de la formation des structures prédit l'existence de lois d'échelle, qui relient la masse d'un amas avec sa température et son rayon. Cette théorie prévoit aussi que les amas présentent une forte auto-similarité. Dans le chapitre 5 sera montré que les amas observés sont effectivement auto-similaires, ce qui confirme la théorie. Mais il y a aussi des déviations aux lois prédites par la théorie comme la relation $M_{\text{gaz}} - T$ qui est plus pentue que prévu et qui est responsable du fait que la relation $L_X - T$ ne suit pas les lois d'échelle attendues.

La connaissance des lois d'échelle et leur évolution avec le redshift permet d'utiliser les amas comme des "bougies standard" pour mesurer la géométrie de l'univers. L'approche sera démontrée brièvement à la fin du chapitre 5, ainsi que les premiers résultats basés sur des données *ROSAT* et *XMM-Newton*.

Ce travail s'achève avec les perspectives pour le futur présentées au chapitre 6. Les perspectives décrites couvrent des projets à des échelles de temps courtes, tels que tracer les profils de masse dans les amas pour la vérification ou la rejection de la théorie du CDM et des échelles de temps plus longues, tel que l'importance de *XEUS* pour la science des amas à un horizon au delà de l'année 2010.

Chapitre 2

La détermination de masse des amas

2.1 L'approche hydrostatique

Si un amas possède une symétrie sphérique et s'il a atteint l'équilibre hydrostatique, soit en d'autre terme si l'amas se trouve dans un épisode calme de son histoire sans fusion majeure, l'approche hydrostatique basée sur les mesures des caractéristiques du MIA peut être utilisée pour la détermination de la masse ainsi que la distribution de matière dans l'amas. L'équation hydrostatique peut être écrite de la forme suivante:

$$M(r) = -\frac{kT_g(r)r}{\mu m_p G} \left(\frac{d \ln n}{d \ln r} + \frac{d \ln T_g}{d \ln r} \right) \quad (2.1)$$

Pour résoudre l'équation il est important de connaître la distribution en densité n et en température T_g du MIA.

Pour la détermination de la distribution en densité, on ajuste couramment le profil de brillance de surface $S(r)$ par un modèle beta, qui a la forme suivante [23], [24]:

$$S(r) = S_0 (1 + r^2/r_c^2)^{-3\beta+1/2} \quad (2.2)$$

$S(r)$ est la brillance de surface à un rayon r donné, S_0 la brillance de surface au centre, r_c le rayon de cœur et β un paramètre de pente. Le modèle beta permet de traduire facilement la distribution de brillance de surface en distribution de densité $n(r)$ du MIA:

$$n(r) = n_0 (1 + r^2/r_c^2)^{-3\beta/2} \quad (2.3)$$

Le modèle beta est inspiré du profil de King [58], qui est habituellement appliqué pour les amas globulaires. Une des implications physique du modèle beta est le fait que le paramètre β décrit le rapport entre l'énergie cinétique des galaxies et l'énergie cinétique du gaz, qui devrait normalement être de l'ordre de 1, car il est attendu que la même quantité d'énergie soit présente dans les galaxies et dans le MIA. En pratique, les valeurs déterminées pour β varient typiquement entre 0.6-0.8. Ceci montre les limitations physiques du modèle beta. Malgré ce fait, les ajustements du modèle aux brillances de surface donnent normalement des valeurs de χ^2 réduit autour de 1 ce qui donne confiance au modèle. Il est maintenant habituel d'utiliser le modèle beta uniquement comme une fonction d'ajustement, les interprétations physiques liées au modèle n'étant plus valables. Les valeurs typiques pour r_c varient entre 100–400 kpc.

Récemment un grand degré d’auto-similarité des profils X par les amas proches a été trouvé, ce qui permet de généraliser la distribution de densité du MIA à tous les amas [89]. Une bonne description de cette généralisation est un modèle beta avec $\beta = 0.67$ et $r_c = 0.13 \times r_{vir}$. r_{vir} est le rayon viriel qui suit la relation $r_{vir} \propto T^{1/2}$ et qui varie typiquement entre 2-3 Mpc¹. Il est facile d’inclure une distribution de densité qui suit un modèle beta dans l’equ.2.1.

À part la distribution de densité du MIA, il est aussi nécessaire de connaître la distribution radiale de température du MIA pour l’application de l’approche hydrostatique. Pour obtenir cette distribution, il est de coutume de considérer les photons X de l’observation dans des anneaux concentriques. Pour chaque anneau le spectre est extrait puis ajusté par un modèle du rayonnement par freinage thermique (pour une introduction au rayonnement de freinage voir [108]). Les modèles prennent en compte les raies de différents éléments tels que par exemple celle du fer-K α , qui a une raie caractéristique à 6.7 keV.

Les incertitudes sur la distribution de température sont souvent très grandes, spécifiquement dans les régions extérieures de l’amas, où la brillance de surface est faible et moins de photons sont alors disponibles pour l’ajustement spectral. Les barres d’erreurs parfois très grandes limitent la détermination de masse, car elles introduisent des grandes variations de température et influencent fortement l’équation hydrostatique (equ.2.1).

Une question importante est de savoir comment prendre en compte les incertitudes présentes dans le profil de température et comment les traduire pour qu’elles deviennent des incertitudes sur le profil de masse. Une possibilité est l’utilisation d’une approche Monte-Carlo, que j’ai développée. La première application de cette méthode était basée sur les données *ROSAT* d’un groupe de galaxies proche, connu sous le nom de AWM7 [85]. L’article se trouve à la fin de ce chapitre. AWM7 est un amas de galaxies assez froid avec une température moyenne de “seulement” 4 keV. Le profil de température de AWM7 avec ses incertitudes a été déterminé avec la méthode décrite précédemment. Le profil est globalement plat à grand rayon mais présente une chute de température vers le centre. Ce phénomène s’explique par le fait que le temps de refroidissement dans cette région est très court.

À partir de l’analyse spectrale, un intervalle de température (qui est une fonction du rayon) est défini dans lequel le vrai profil de température doit résider. Ensuite des profils de température sont calculés par la méthode Monte-Carlo du centre vers les régions extérieures avec un pas prédéfini, typiquement de l’ordre de 100 kpc. À chaque pas, la température est déterminée au hasard avec la contrainte qu’elle doit se trouver dans l’intervalle défini auparavant. Pour éviter des oscillations trop importantes du profil de température, qui créeraient des variations artificielles dans l’amas, l’hypothèse hydrostatique ne serait donc plus valable, la température au rayon r_i doit être comprise dans un certain intervalle ΔT autour de la température trouvée à r_{i-1} . Après la détermination de la température T_i au rayon r_i la masse correspondante est calculée à ce rayon suivant l’équation hydrostatique. Pour s’assurer que la masse augmente de façon monotone, la masse calculée au rayon r_i est comparée à la masse en r_{i-1} . Si $M_i < M_{i-1}$ la température est rejetée et une nouvelle température est déterminée.

Ainsi beaucoup de profils de température et de masse correspondant peuvent être calculés — dans le cas de AWM7 1000 profils ont été créés. À partir de ces 1000 profils, pour chaque rayon r_i la masse moyenne et les intervalles de confiance à 90% peuvent être calculés. Ceci donne à la fois le profil de la masse moyenne ($M(r_i)$) ainsi que les barres d’erreurs correspondantes. Au lieu d’utiliser un niveau de confiance à 90%, il est également possible de calculer la déviation

1. Dans une étude récente de [36] basée sur des données provenant du satellite *Beppo-Sax* la relation $r \propto T^{0.47 \pm 0.07}$ a été trouvée.

standard de la masse à chaque r_i et de calculer les incertitudes d'une autre façon.

Le grand avantage de cette méthode Monte Carlo pour la détermination de la masse dans les amas est le fait qu'elle est très indépendante du modèle. Comme la méthode permet une bonne traduction des incertitudes des températures en des incertitudes de masse, cette approche peut être utilisée pour comparer le profil de masse avec les prédictions des modèles théoriques et leurs formes. Ceci est spécialement important dans le cas de la comparaison avec les profils de masse basés sur la matière noire froide (cold dark matter - CDM) ([84], [80]). Ceci est une possibilité pour vérifier si la matière noire est réellement "froide" (voir aussi ci-dessous).

2.2 Des résultats sur les profils de température

Jusqu'à présent notre connaissance de la matière noire est limitée. Les expériences en laboratoire pour sa détection n'ont pas encore la sensibilité nécessaire pour tracer les particules sensées constituer la matière noire. Le fait que les amas soient dominés par la matière noire est une possibilité unique pour étudier la physique de la matière noire. Le modèle favorisé aujourd'hui est la matière noire froide (ou cold dark matter - CDM). Le terme "froid" fait référence au fait que les particules sont non-relativistes. Ceci est le contraire pour la matière noire chaude (ou hot dark matter - HDM), dans ce cas-là les particules de la matière noire ont des vitesses relativistes. Des simulations numériques des halos de CDM ([84], [80]) prédisent une forme unique pour le profil de densité, qui chute en pente raide du centre vers les régions extérieures. Une façon de vérifier la validité de cette prédiction pour les profils de masse des amas est de comparer les profils prédits avec ceux observés pour les amas de galaxies. Pour cela il est nécessaire d'avoir des données de très bonne qualité, c'est-à-dire beaucoup de photons pour déterminer de manière précise les quantités nécessaires au calcul de la masse.

Avant le lancement de *XMM-Newton* et *Chandra*, la détermination de la distribution en température dans les amas était difficile. Les observatoires X, comme *ROSAT* ou *Einstein*, qui ont eu la résolution spatiale nécessaire n'ont pas eu ni la couverture ni la résolution spectrale nécessaire pour assurer une détermination précise du profil de température pour des amas chauds. Des observatoires X tel que *ASCA* ou *Beppo-SAX* au contraire possédaient une résolution spatiale qui changeait avec l'énergie, provoquant des interférences entre les différentes régions de mesure de la température. La détermination des profils de température devenait malheureusement extrêmement difficile avec des barres d'erreurs systématiques assez grandes. Il existe d'ailleurs aujourd'hui une controverse sur les résultats obtenus. Quelques chercheurs utilisant des données *ASCA* ou *Beppo-SAX* trouvent des profils de température qui décroissent, comme par exemple [69] ou [32], d'autres ont trouvé des profils de température plus ou moins plats [53]. La forme exacte des profils est importante, car elle intervient directement dans le calcul de la masse via les valeurs de la température et de son gradient. Pour une illustration: les différences entre les masses basées sur un profil de température plat et un profil décroissant comme celui trouvé par [69] diffèrent d'un facteur deux au rayon viriel (calculé sur la base donnée par [35]) et à la moitié du rayon viriel la différence reste d'un facteur 1.4 (voir aussi [89]).

XMM-Newton et *Chandra*, avec leur meilleures résolutions spatiales facilitent considérablement la détermination des profils de température. Des résultats récents basés sur des données de *XMM-Newton* pour des amas différents comme l'amas Coma [9], Abell 1795 [11], Abell 1835 [67], et Abell 2163 [101] sont compatibles avec un profil plat jusqu'à la moitié du rayon viriel. Des résultats obtenus avec *Chandra* sur Abell 2163 [71] sont en accord avec les observations

de [101]. Des résultats obtenus pour Abell 1835 avec *Chandra* [114] et une étude sur un échantillon d'amas de galaxies observés avec *Chandra* [3] suggèrent aussi un profil de température plat dans les régions extérieures de l'amas. Un travail récent [102] basé sur des données *XMM-Newton* d'Abell 1413 trouve des indications pour un profil de température qui décroît lentement avec le rayon et confirme en général les profils de matière noire prédits par les simulations numériques basés sur CDM ([84], [80]). Pour cette analyse la méthode originale de Monte-Carlo développée pour AWM7 [85] a été utilisée avec quelques modifications pour mieux représenter le profil de densité d'Abell 1413. Ce résultat renforce l'idée que la matière noire est "froide"².

Jusqu'à présent il existe peu d'études détaillées d'amas qui fournissent en plus des résultats précis pour des rayons au delà de la moitié du rayon viriel. Dans quelques années, quand il y aura plus de profils de température disponibles, une approche statistique donnera la réponse sur les questions suivantes: a) y a-t-il un profil unique de la densité de matière noire jusqu'à grand rayon? et b) s'il existe, sa forme exacte fournira-t-elle, comme mentionné auparavant, une information unique sur la nature de la matière noire?

2.3 La fraction de baryon dans les amas

Des simulations numériques cosmologiques sur la formation des structures et donc des amas ([135] et références citées) ont montré que les amas accrètent toute sorte de matière sans tenir compte de son origine (baryonique ou non-baryonique). Donc, on peut supposer que la fraction de baryon dans un amas est égale à la fraction de baryon dans l'Univers. La majeure partie des baryons dans un amas se trouve dans le MIA. Ceci est basé sur les études qui comparent la masse totale des galaxies avec la masse totale du MIA (c.f. [7], [14]). Il est donc possible d'écrire comme une bonne approximation: $M_{gaz}/M_{tot} = \Omega_{baryon}/\Omega_m$, où M_{tot} et M_{gaz} sont la masse totale et la masse du gaz (MIA) de l'amas et Ω_{baryon} et Ω_m sont la densité baryonique et de matière dans l'Univers normalisées à la densité critique de l'Univers. Il est possible et courant d'utiliser le modèle beta pour contraindre M_{gaz} . Les connaissances sur la nucléosynthèse primordiale et sur l'abondance des éléments à faible masse permettent de contraindre Ω_{baryon} et donnent $\Omega_{baryon} = 0.080 \pm 0.008 h_{50}^{-2}$ (voir [21] et références citées). Connaître M_{gaz}/M_{tot} , qui peut être considéré comme la fraction baryonique f_b dans les amas est suffisant pour contraindre:

$$\Omega_m = \Omega_{baryon} \times \frac{1}{f_b} \quad (2.4)$$

De bonnes connaissances sur la valeur f_b et évidemment sur celle de Ω_{baryon} sont nécessaires pour obtenir des résultats précis sur Ω_m . Dans l'analyse de AWM7 avec *ROSAT* [85] une fraction de baryon de l'ordre de $f_b = 0.14 - 0.32$ a été trouvée, ce qui donne $\Omega_m = 0.2 - 0.6$. Évidemment des résultats plus récents obtenus avec des données *XMM-Newton* donnent des barres d'erreurs plus petites pour Ω_m . Par exemple dans l'étude de *XMM-Newton* de l'amas Abell 1835 [67] $f_b = 0.207 \pm 0.04$ a été trouvée, ce que donne $\Omega_m = 0.4 \pm 0.1$. Ce résultat est en bon accord avec l'analyse de Abell 1413 basée sur les données *XMM-Newton* [102], qui obtient également $f_b \sim 0.2$. De plus, des résultats obtenus avec des données *Chandra* [4] donnent

2. Des résultats récents de *Chandra* concernant l'amas proche Hydra A [31] sont également en assez bon accord avec les résultats des simulations numériques basées sur CDM. Une étude récente d'un amas à $z=0.33$, EMSS 1358+6245, observé avec *Chandra* exclut de la matière noire auto-interagissant avec une surface effective d'interaction $> 0.1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ [5].

pour un échantillon d'amas: $\Omega_m = 0.30^{+0.04}_{-0.03}$, ce qui est en bon accord avec les résultats obtenus avec *XMM-Newton* ainsi que celui obtenu pour AWM7 avec *ROSAT*.

2.4 Comparaison des estimations de masse

La connaissance de la masse totale est importante pour la détermination de la fraction baryonique des amas et le calcul de Ω_m . Pour la détermination de la masse avec l'approche hydrostatique, il est nécessaire de supposer que les amas ont une symétrie sphérique et qu'ils sont dans un état d'équilibre. Il est nécessaire de connaître la validité de ces hypothèses. Si elles sont fausses, elles mèneront à des résultats incorrects. Une approche efficace est de comparer les résultats obtenus avec l'approche hydrostatique avec des résultats basés sur d'autres méthodes, telle que l'approche utilisant les amas comme des lentilles gravitationnelles. Cette dernière approche a l'avantage d'être indépendante de l'état dynamique de l'amas [42]. Dans l'approche de lentille gravitationnelle la distorsion de l'image des galaxies derrière l'amas étudié peut être utilisée pour calculer la distribution de masse dans l'amas ([42] et références citées). On distingue l'effet de lentille gravitationnelle fort où les galaxies sont déformées pour devenir des arclets ou des arcs très longs et minces, et l'effet de lentille gravitationnelle faible. Dans ce dernier cas, il n'est pas possible d'observer la distorsion d'une galaxie individuelle car le signal est trop faible. Mais une approche statistique qui implique toutes les galaxies de fond et plus précisément la détermination de leur ellipticité et leur orientation, permet de mesurer le signal et de déterminer la distribution de masse en conséquence. L'effet de lentille gravitationnelle fort peut uniquement être observé au centre d'un amas, où la densité de masse et par conséquent les effets de la gravité sont importants. L'effet de lentille gravitationnelle faible peut être observé jusqu'à des rayons large et est uniquement limité par la taille et la qualité des images disponibles pour le traitement des données. Un facteur assez limitant pour les analyses utilisant l'effet de lentille gravitationnelle faible sont les conditions difficiles de "seeing", qui peuvent rendre impossible la détermination de l'orientation des galaxies. L'avantage de l'effet de lentille gravitationnelle faible est qu'il ne requiert pas a priori un modèle de la distribution de masse, comme c'est le cas pour l'effet de lentille gravitationnelle fort. L'effet de lentille gravitationnelle faible permet de reconstruire la distribution de la matière dans le plan du ciel en deux dimensions, ceci peut être utilisé pour tracer les sous-structures dans les amas de galaxies: par exemple deux maxima dans la distribution de densité indiquent la présence d'un deuxième amas et une possible fusion des objets.

Pour comparer l'approche hydrostatique avec l'effet de lentille gravitationnelle faible deux amas de galaxies ont été choisis: Abell 2218 [118], un amas de galaxies à un redshift $z=0.018$ qui montre au centre les effets de lentille gravitationnelle forts, et Abell 2163 ($z=0.201$) [119] qui est parmi les amas les plus chauds et donc les plus massifs connus aujourd'hui ($kT=13$ keV - [6]). L'article sur Abell 2163 se trouve à la fin de ce chapitre.

Pour l'analyse de l'effet de lentille gravitationnelle l'approche développée par Kaiser & Squires [57] a été utilisée, et pour l'approche hydrostatique la méthode Monte-Carlo, déjà décrite auparavant. Pour une comparaison de ces deux approches, il est nécessaire de projeter le profil de masse obtenu par l'approche hydrostatique sur la ligne-de-visée (pour obtenir $M(\theta)$). Les résultats de ces deux approches pour la détermination de masse sont compatibles et sont en bon accord dans les barres d'erreurs pour les deux amas, A2218 et A2163.

Pour A2163 plus spécifiquement les résultats basés sur l'approche de lentille gravitation-

nelle ont donné des masses plus basses que les masses obtenues avec l’approche hydrostatique. Ceci peut être expliqué par la petite taille de l’image utilisée pour l’analyse de lentille gravitationnelle en comparaison avec la taille de l’amas. Les régions extérieures de l’amas n’ont pas pu être prise en compte proprement³. Pour corriger l’estimation de masse de cet effet les résultats obtenus avec l’approche hydrostatique dans les régions extérieures ont été utilisés. Après cette correction la masse déterminée avec l’effet de lentille gravitationnelle augmente d’un facteur deux et les deux profils de masse sont en bon accord et montrent aussi des formes très similaires. Évidemment cette correction retire le caractère indépendant des deux méthodes. Le fait que la masse de lentille gravitationnelle non-corrigée soit inférieure à la masse obtenue avec les rayons X est un argument en faveur du fait que la masse obtenue par l’approche hydrostatique ne peut pas être beaucoup plus basse que la réalité. Il semble peu probable que la masse soit sous-estimée par un facteur deux ou plus sinon les fractions baryoniques impliqueraient des valeurs Ω_m de l’ordre de 1. Ceci est rassurant quand on regarde l’état dynamique de la région centrale de cet amas: la reconstruction de la masse obtenu avec l’effet de lentille gravitationnelle montre plusieurs maxima, qui indiquent la fusion et plus précisément la présence d’un sous-groupe, qui très probablement a récemment traversé le cœur de l’amas principal. C’est dans ce genre de scénario que les hypothèses d’équilibre hydrostatique et de symétrie ne sont plus valables. La masse obtenue avec l’approche hydrostatique diffère donc de la masse “réelle” d’un facteur deux [112].

La fraction baryonique obtenue pour A2163 est $f_b = (0.08 - 0.45)h_{50}^{-3/2}$. L’estimation de Ω_m donne: $\Omega_m = 0.1 - 0.6$. Si la masse totale de l’amas était surestimée d’un facteur deux, ce qui pourrait être le cas lors d’une fusion de plusieurs amas, ceci impliquerait que la fraction baryonique déterminée serait trop basse. Comme Ω_m est inversement proportionnelle à f_b l’estimation $\Omega_m < 0.6$ est une limite supérieure assez conservatrice.

Si, d’autre part, la masse totale basée sur l’hypothèse hydrostatique était trop basse, f_b serait trop élevée et en conséquence Ω_m trop bas. Mais ceci semble peu probable car dans ce cas-là, il est difficile d’imaginer que la masse obtenue avec l’effet de lentille gravitationnelle non corrigée soit d’un facteur deux inférieure à la masse obtenue avec les rayons X. La masse obtenue par l’effet de lentille serait alors biaisée vers des valeurs extrêmement basses, ce qui n’est pas observé pour d’autres amas.

3. L’analyse par lentille gravitationnelle a besoin d’un anneau de contrôle, qui doit se trouver dans le champs de vue (CDV) de l’image optique et qui devrait idéalement être localisé à un rayon plus grand que la taille de l’amas, car il faut supposer que cet anneau ne contient pas de masse. Pour illustration: dans le cas spécifique d’A2163 le diamètre de l’amas est d’environ 36 arcmin et le CDV de 7 arcmin. L’effet est généralement connu sous le nom de “mass sheet degeneracy”.

Chapitre 3

L'état dynamique des amas de galaxies

3.1 Comment détecter et mesurer les sous-structures dans un amas

Les amas sont des objets relativement jeunes et sont encore souvent dans le processus d'accrétion de matière. Puisque les amas se forment par fusion avec d'autres structures plus petites, beaucoup d'amas devraient montrer des sous-structures liées aux groupes et amas de galaxies qui tombent sur l'amas principal.

Une question importante est comment détecter et comment quantifier la sous-structure présente dans un amas. Un bon point de départ est de regarder un amas relaxé, dans lequel il n'y a aucune trace de fusion. Cet amas présente soit une symétrie sphérique soit des signes d'ellipticité. L'émission X de cette source peut être bien représentée par un modèle beta (voir chapitre 2) soit symétrique soit elliptique (la forme elliptique du modèle beta est présentée dans [86], qui se trouve à la fin de ce chapitre). Si un autre amas s'approche de cet amas relaxé, il sera d'abord détecté comme une deuxième composante car la sous-structure est encore loin du centre de l'amas principal. Plus la sous-structure s'approche de l'amas principal, plus il sera difficile de la considérer comme une deuxième composante, et à un moment donné, l'émission de l'amas principal sera plus importante que l'émission de cette sous-structure. La conséquence est que la sous-structure ne montre plus un maximum local dans l'émission X mais que l'amas montre seulement une élongation dans la direction de la sous-structure. Un déplacement du centre des isophotes sera perceptible: les isophotes avec une grande intensité sont centrées au centre de l'amas principal et les isophotes dans les régions plus extérieures montrent un déplacement de leur centre dans la direction de la sous-structure. Il est très difficile d'évaluer l'impact de la sous-structure qui tombe sur l'amas principal avec seulement le décompte des isophotes extérieures, car plusieurs paramètres jouent un rôle important: le rapport de masses entre sous-structure et amas principal, la pente du profil de brillance de surface au centre (c.f. l'existence d'un courant de refroidissement), et la position exacte de la sous-structure.

Une approche plus simple pour la détection des sous-structures dans les amas est de modéliser la composante principale et de la soustraire de l'observation. Les résidus indiquent des sous-structures qui interagissent avec l'amas. Une telle approche a été développée dans l'étude [86], où un modèle beta elliptique a été ajusté à l'image de l'amas, puis soustrait de l'observation. L'avantage d'un modèle elliptique en comparaison d'un modèle à symétrie sphérique est que l'ellipticité intrinsèque d'un amas ne sera pas faussement identifiée comme étant une

sous-structure¹.

3.2 La sous-structure dans l'amas distant CL0016+16

CL0016+16, qui se trouve à un redshift de $z=0.55$ est l'un des amas distants les plus étudiés aujourd'hui. Il semble être entouré par de grandes structures, comme d'autres amas ou groupes de galaxies ainsi que par des filaments ([61], [29], [52]), similaires aux structures trouvées autour de l'amas Coma [133] (voir ci-dessous). La température de CL0016+16 est $kT = 8.2$ keV, et également similaire à la température trouvée pour Coma.

L'approche pour trouver des sous-structures appliquée aux données *ROSAT* de CL0016+16 montre un résidu (l'article sur CL0016+16 se trouve à la fin de ce chapitre). La question suivante est de savoir si ce résidu est significatif ou non. La sous-structure n'est peut-être qu'une fluctuation statistique liée à la statistique limitée de l'observation. Pour contraindre la réalité physique de ce résidu une méthode a été développée. Elle permet de déterminer la probabilité de réalité sur la base d'une statistique de Poisson en utilisant un filtre gaussien. L'algorithme exact se trouve dans l'annexe de l'article sur CL0016+16. La probabilité est calculée en prenant en compte l'émission de l'amas principal ainsi que l'émission du fond. La méthode appliquée aux données de CL0016+16 indique que le résidu est assez significatif (4σ pour l'observation du ROSAT/PSPC). La structure représente un petit groupe de galaxies tombant sur l'amas. Ce résultat est en bon accord avec une étude utilisant l'approche de lentille gravitationnelle faible [116], qui montre aussi l'existence d'une sous-structure à la même position. Le groupe de galaxies est très petit comparé à l'amas principal, qui appartient avec une température autour de 8 keV à la catégorie des amas chauds et très massifs. Une estimation montre que la sous-structure contribue à moins de 5% à la masse totale de CL0016+16. La sous-structure est donc peu massive et n'a probablement pas un grand impact sur l'état dynamique général de l'amas principal.

3.3 L'état dynamique d'Abell 2218

CL0016+16 n'était pas le seul amas sur lequel l'analyse des sous-structures a été appliquée. Elle a été également utilisée pour les observations *ROSAT* d'Abell 2218, un amas qui a déjà été présenté auparavant (voir chapitre 2).

A2218 est avec un redshift de $z=0.18$ plus proche que CL0016+16. C'est un des amas qui montrent des arcs et arçlets spectaculaires liés à l'effet de lentille gravitationnelle ([96], [59], [60]).

Avant notre analyse de cet amas, dont l'article se trouve à la fin de ce chapitre [87], d'autres analyses sur sa morphologie avaient été publiées: dans l'approche de lentille gravitationnelle faible par [118] plusieurs maxima dans la distribution en densité ont été mis en évidence. Dans

1. La formation des amas est dominée au début par le processus de relaxation violente [66]. Dans ce processus le potentiel gravitationnel est une fonction du temps et l'énergie totale d'une particule change aussi avec le temps. L'échelle de temps de la relaxation violente est de l'ordre du temps nécessaire au son pour traverser l'amas (autour de 10^9 années). Ce processus est beaucoup plus rapide que la collision entre deux ou plusieurs particules. Comme les écarts initiaux à la symétrie sphérique sont uniquement effacés par des collisions de particules qui ont besoin de beaucoup de temps, ceci explique pourquoi un grand nombre des amas montre des signes d'ellipticité en absence de sous-structure mesurable.

un travail basé sur des données optiques d'abord présenté par [62], [46] ont trouvé des évidences d'une morphologie bimodale de l'amas. De plus, dans une étude des données ROSAT/HRI, [68] a montré que la partie centrale de l'amas peut être résolue en plusieurs composantes, qui sont soit liées à une fusion, soit liées à l'effet de lentille gravitationnelle.

L'approche basée sur les résidus a été appliquée aux observations ROSAT d'A2218 de la même manière que dans le cas de CL0016+16. La carte des résidus n'est pas adaptée pour déterminer les structures centrales à petite échelle, mais elle se révèle plus efficace pour trouver des structures plus grandes, tel que des sous-amas. Donc, ce travail est complémentaire au travail de [68] déjà mentionné, qui s'est concentré sur la partie centrale. L'analyse des résidus montre plusieurs résidus significatifs avec une composante principale à l'est et deux composantes moins importantes au sud-est. La sous-structure la plus importante est en bon accord avec un maximum trouvé dans l'analyse par lentille gravitationnelle [118]. Il ne peut pas non plus être exclu qu'il existe une contamination d'une galaxie spirale, qui se trouve sur la ligne de visée.

La carte des résidus montre des indications fortes que la sous-structure importante de l'est tombe sur l'amas principal: les iso-contours sont comprimés dans la direction du centre de l'amas, et dans la direction opposée les contours sont étalés. Cette structure qui ressemble un peu à une comète peut être causée par l'effet d'épluchage par la pression dynamique quand le gaz de la sous-structure "ressent" la pression du MIA de l'amas principal. Les galaxies qui se trouvent à la même position que la sous-structure dans l'est ont une vitesse moyenne, qui montre une différence de 2000–3000 km/s comparée à la vitesse de l'amas principal. 2000-3000 km/s sont des vitesses typiques rencontrées dans les fusions avancées d'amas [111].

Pour déterminer l'impact de la sous-structure sur l'état dynamique de l'amas principal le rapport de flux entre la sous-structure principale et l'amas principal est calculé. Il s'avère que uniquement 4% du flux total provient de la sous-structure. Ceci indique, comme déjà trouvé pour CL0016+16, que la sous-structure n'est pas très importante et qu'il est très improbable qu'elle ait un impact majeur sur l'état dynamique de l'amas principal.

3.4 L'amas Coma observé avec *XMM-Newton*

Le MIA émettant en X est un traceur idéal pour étudier l'état dynamique des amas. Dans la phase de fusion le MIA est chauffé localement à des températures élevées grâce aux ondes de choc ou par l'effet de compression. Les variations de température peuvent être observées en X par la spectro-imagerie.

L'amas Coma ($z=0.023$) est l'un des amas les plus massifs de notre voisinage. Comme prédit par la théorie de formation des structures, cet amas se trouve au croisement de plusieurs filaments (c.f. [51]),

L'amas Coma a été observé par *XMM-Newton* en mode mosaïque, car sa taille est plus grande que le champ de vue de *XMM-Newton* [20], [9]. Pour trouver les sous-structures dans cet amas nous ajustons, comme avant, un modèle beta elliptique aux données², qui est ensuite soustrait de l'image de l'amas. La probabilité de réalité physique des structures restantes est ensuite calculée. Comme *XMM-Newton* possède une résolution spectrale supérieure à celle de ROSAT et également une couverture spectrale plus large, il est aussi possible de créer la carte de rapport de dureté spectrale³ qui est un indicateur des variations de la température. La com-

2. les valeurs des paramètres du modèle beta sont montrées dans l'article [93] qui se trouve à la fin de ce chapitre

3. Pour le rapport de dureté l'image obtenue dans la bande d'énergie 2–5 keV est divisée par l'image obtenue

binaison de la carte de résidus avec la carte de rapport de dureté permet de contraindre encore mieux contraindre l'état dynamique dans les amas de galaxies.

Les résultats obtenus avec l'approche des résidus sont présentés ci-dessous. Les articles correspondants se trouvent à la fin de ce chapitre:

- **l'émission étendue du sous-groupe lié à NGC 4839:** NGC 4839 est un groupe de galaxies, qui est localisé dans le sud-ouest de l'amas Coma à une distance d'environ 1.6 Mpc. L'émission X distincte connectée à ce groupe a été d'abord détectée avec les données *ROSAT* [134]. À un certain moment dans le passé est apparue une controverse sur la trajectoire de ce groupe de galaxies. Les premières études ont conclu que le groupe entame sa première approche de l'amas Coma. Une analyse plus tardive par [22] a conclu que le sous groupe avait déjà traversé le centre de l'amas et en fait s'éloigne en ce moment de l'amas. Cette analyse était basée sur des simulations hydrodynamiques.

Dans une étude encore plus récente [92] le scénario de la première approche du sous-groupe vers l'amas a été confirmée. Ce travail était basé sur des nouvelles données *XMM-Newton*. Il a été démontré que le MIA lié au groupe était déplacé par rapport à la galaxie dominante de ce groupe, NGC 4839. Le gaz se trouve plus loin de l'amas principal que les galaxies du groupe. Ce déplacement peut être uniquement expliqué par l'épluchage par la pression dynamique, qui agit moins sur les galaxies et plus sur le MIA, qui possède un volume plus grand et une densité beaucoup moins élevée que celle des galaxies. Il a été possible de calculer le déplacement du gaz des galaxies par un calcul dynamique simple qui correspond à la fusion avec un paramètre d'impact nul du sous groupe sur l'amas. De plus la distribution en température autour de la galaxie NGC 4839 elle-même est en bon accord avec le comportement des galaxies étudiées dans les simulations hydrodynamiques, qui tombent sur un amas de galaxies et qui rencontrent le MIA de cet amas [121]. Les résultats confirment que le groupe de galaxies autour de NGC 4839 est dans son premier rapprochement de l'amas, et non pas qu'il s'éloigne de Coma comme prédit par [22]. Le groupe de galaxies autour de NGC 4839 n'est pas très grand comparé à l'amas Coma. Le groupe contribue uniquement de quelques pour cent à la masse totale de Coma.

- **une structure significative à l'ouest** a été trouvée dans l'analyse des sous-structures. Elle est localisée entre le centre du Coma et NGC 4839 (à une distance de 0.9 Mpc du centre de Coma). La structure est allongée dans la direction nord-sud avec une taille d'environ 50 arcmin dans cette direction, qui correspond à une taille physique de 1.7 Mpc. La largeur de cette structure dans la direction est-ouest est de 20 arcmin ou 0.6 Mpc. La région entre cette structure, et le centre du Coma est plus chaude que la température moyenne de l'amas (cette région montre des températures supérieures à 10 keV, bien que la température moyenne de Coma soit de 8 keV) et suggère qu'elle est chauffée par les effets de compression créés par la sous-structure sur sa trajectoire qui l'amène vers le centre de l'amas. Il est très probable que cette structure ait une trajectoire très similaire à celle du groupe autour de NGC 4839, la première étant déjà plus proche du centre de Coma.

La structure est très déformée et rend la détermination de sa masse très difficile. Elle vient très probablement du même filament que le sous groupe autour de NGC 4839. Ce

dans la bande d'énergie 0.5–2.0 keV. Le fond observationnel est d'abord soustrait de ces deux images.

filament relie l'amas Coma avec un autre amas de galaxies, Abell 1367, qui se trouve dans le sud-ouest de Coma. Supposant que cette structure est similaire au sous-groupe de NGC 4839, elle ne contribue aussi qu'à quelques pour cent de la masse totale de Coma.

- **un résidu en forme de filament dans l'est de l'amas:** Le gaz dans cette région autour des galaxies NGC 4911 et NGC 4921 est plus froid que la moyenne de Coma. Un résidu de forme similaire à la même position a été déjà trouvé par [127] dans une analyse par ondelettes des données *ROSAT*. La structure est étalée en direction est-ouest et courbée vers le nord à son extrémité est. Une analyse de la trajectoire de cette structure dans Coma indique qu'elle ne tombe pas directement sur le centre de l'amas, mais qu'elle se déplace dans une direction nord-est (pour détails voir [93]).

La longueur projetée de cette structure filamentaire est de l'ordre de 28 arcmin (qui correspond à 1 Mpc) et la largeur de l'ordre de 6 arcmin (200 kpc). La température dans cette structure est estimée autour de 1 keV, soit une température projetée de cette région autour de 6 keV. La masse de gaz dans cette structure filamentaire est de l'ordre de quelques $10^{11} M_{\odot}$. Supposant une fraction de gaz de 10% la masse totale de cette structure devrait être de quelques $10^{12} M_{\odot}$. Ceci n'est pas très important comparé à la masse totale de Coma (autour de $10^{15} M_{\odot}$).

- **un excès d'émission central,** qui est lié au potentiel gravitationnel des deux galaxies centrales, NGC 4874 et NGC 4889. Une étude détaillée de cette région a été présentée par [130] basée sur des données *Chandra*.

3.5 Résumé sur les études des sous-structure dans les amas

Dans ce chapitre des études sur trois amas de galaxies différents ont été discutées, CL0016+16, un amas distant à $z=0.55$, A2218 à un redshift $z=0.18$, et l'amas proche très connu Coma ($z=0.02$). Pour chaque amas des indications de la présence de sous-structures ont été trouvées. Malgré leur caractère statistiquement significatif, les masses calculées dans ces structures contribuent uniquement à quelques pour cent de la masse totale de l'amas. Ceci indique que les structures ont un impact limité sur l'état dynamique de l'amas principal et que les amas dans leur globalité sont proches d'un état d'équilibre hydrostatique. Ce fait est très important et rassurant pour la détermination de masse et l'estimation de la fraction baryonique des amas basées sur l'approche hydrostatique, qui suppose que les amas sont dans un état d'équilibre (voir chapitre 2).

Chapitre 4

Les amas de galaxies distants

Observer les amas de galaxies lointains est important pour étudier l'évolution des structures (voir aussi chapitre 5). Les amas de galaxies lointains sont plus jeunes que les amas proches, et permettent donc l'observation des amas à des époques différentes.

Une question intéressante est par exemple si les amas distants montrent plus de sous-structures que les amas proches. La connaissance de la quantité et de la signifiante des sous-structures dans les amas en fonction du redshift peut donner des informations importantes sur l'évolution de la formation des structures.

Des simulations numériques ([135] et références citées) ont montré que les amas accrètent toute sorte de matière, la matière noire et la matière visible ou baryonique. Il est donc attendu que la fraction de baryons dans les amas soit similaire à celle que l'on trouve dans l'Univers en moyenne et qu'elle soit indépendante du redshift. Si les effets non-gravitationnels sont négligeables dans les amas (voir aussi chapitre 5) tous les amas devraient donc avoir la même fraction baryonique. Puisque la détermination de la fraction de gaz ou baryonique¹ est sensible aux paramètres cosmologiques, il est inversement possible de calibrer les paramètres cosmologiques en imposant que la fraction de baryons reste constante avec le redshift. A titre d'exemple: si les amas montrent une décroissance de la fraction baryonique avec le redshift, ceci indique que les amas sont en fait plus éloignés que supposé dans la cosmologie choisie. Supposer une valeur plus grande pour la constante cosmologique, Λ , ou baisser la valeur pour Ω_m donne des distances calculées plus élevées, qui mènent à des fractions baryoniques plus élevées. Inversement si la fraction baryonique augmente avec le redshift, ceci indique que les amas distants sont en fait plus proches que prédit dans la cosmologie adoptée. Une valeur plus grande pour Ω_m peut diminuer ou annuler l'effet d'augmentation de fraction baryonique. La mesure des fractions baryoniques pour la détermination des paramètres cosmologiques était déjà démontrée par [97]. Le problème avec cette approche est, qu'il faut des mesures très précises, pour les températures et pour les brillances de surface des amas.

Comme les amas de galaxies à grand redshift sont très distants ils sont moins brillants et les observations des amas à grand z souffrent souvent d'une statistique de photons assez limitée. Il est donc important d'adapter et de créer des outils pour la réduction des données pour des observations avec un rapport signal à bruit faible afin d'assurer l'extraction de toute l'information disponible.

Mais il ne s'agit pas seulement de la statistique, qui limite les observations des amas distants. Les amas distants apparaissent beaucoup plus petits dans le ciel que les amas proches. La

1. Le MIA est le constituant principal des baryons dans un amas. Voir aussi chapitre 2.

résolution spatiale devient donc importante. A titre d'exemple, le ROSAT/HRI et *XMM-Newton* fournissent une résolution spatiale de l'ordre de quelques (4-6) arcsec (FWHM). A un redshift de $z=0.01$ ceci correspond à une taille physique de 1–2 kpc (sur la base d'un univers Einstein-de-Sitter avec $H_0 = 50 \text{ km/s/Mpc}$). A un redshift de $z=1$, ceci correspond à 40-50 kpc. Donc, il faut prendre en compte que les télescopes X brouillent les observations des amas distants et il est selon les performances du télescope X, nécessaire d'appliquer des corrections. Un profil de brillance de surface convolué avec une "point spread function" -PSF montre un rayon de cœur plus grand que le profil d'origine non-convolué. Si le rayon de cœur intrinsèque de l'amas est grand comparé à la PSF, l'effet de brouillage est négligeable. Par contre si le rayon de cœur est du même ordre de grandeur que la résolution spatiale, l'effet de brouillage peut-être extrêmement important. En conséquence un ajustement d'un modèle beta appliqué à un profil de brillance de surface qui ne prend pas en compte l'effet de la PSF fournit des valeurs pour r_c et β plus élevées. Un calcul de masse basé sur les valeurs de r_c et β a pour conséquence que la masse est surestimée car elle est directement proportionnelle à la valeur de β (– voir aussi chapitre 2.).

En résumé: les amas distants sont des sources très intéressantes pour déterminer les paramètres cosmologiques et pour étudier l'évolution de la formation des structures. Néanmoins, l'extraction de paramètres physiques des observations X des amas distants est souvent difficile à cause d'une statistique limitée ainsi qu'une résolution spatiale souvent insuffisante.

Par la suite l'étude de deux amas distants est montrée, elle répond aux problèmes présentés ci-dessus. Les deux articles correspondants se trouvent à la fin de ce chapitre. Les deux études sont basées sur les données ROSAT/HRI.

4.1 3C295 un amas avec courant de refroidissement à $z=0.46$

L'amas de galaxies 3C295 ($z=0.46$), connu aussi sous le nom CL1409+526, est un exemple d'amas qui a dans son centre une source radio intense.

3C295 est un amas bien étudié, qui fait par exemple partie d'une analyse de l'effet de lentille gravitationnelle faible basée sur 12 amas de galaxies observés avec le *Hubble Space Telescope* [116]. Dans une étude sur l'évolution de la relation entre luminosité X (L_X) et température, [82] la température a été déterminée à $kT = 7.1^{+2.1}_{-1.3}$ keV; un résultat qui est en assez bon accord avec des résultats plus récents par [2] basés sur les données *Chandra*.

Dans un travail par [88], qui se trouve à la fin de ce chapitre, la dynamique de cet amas a été étudiée avec les données ROSAT/HRI. Des modèles beta sphérique et elliptique ont été ajustés aux données de l'amas.

Comme l'amas est assez distant, sa taille est petite et les effets de la PSF jouent un rôle important. Afin de corriger de cet effet, la PSF du ROSAT/HRI était prise en compte pour l'ajustement du modèle elliptique²: dans un processus itératif pour trouver les meilleurs paramètres de l'ajustement chaque modèle est convolué avec la PSF et est ensuite comparé aux données. Cette approche permet d'obtenir les meilleurs résultats en prenant en compte les effets de la PSF.

Pour l'estimation des barres d'erreur du modèle elliptique, une méthode Monte-Carlo est appliquée: après avoir obtenu les résultats pour l'ajustement, du bruit de type Poisson est rajouté à l'image dans un processus aléatoire. Sur la nouvelle image obtenue l'ajustement du modèle

2. Pour l'étude de 3C295 l'ajustement du modèle beta était modifié

elliptique est encore une fois appliqué en prenant en compte les effets de la PSF. De cette manière 100 images et ajustements ont été réalisés prenant en compte la statistique de Poisson et la PSF. La dispersion de tous les paramètres du modèle est calculée et la déviation standard déterminée est utilisée comme barre d'erreur correspondant à 1σ ³. Les effets de la PSF dans le cas de 3C295 ne sont pas uniquement importants à cause de la petite taille de l'amas mais également parce que l'émission X au centre est très piquée. Le profil est typique pour un amas qui possède un courant de refroidissement au centre. On parle de la présence d'un courant de refroidissement quand le temps de refroidissement du MIA (à cause du rayonnement X) est suffisamment petit pour qu'il ne puisse plus être négligé (pour une introduction aux courants de refroidissement voir [37]). Pour 3C 295 un temps de refroidissement de l'ordre de 10^9 années a été déterminé au centre. L'âge de cet amas à ce redshift est à peu près 8×10^9 années. La perte d'énergie par rayonnement est donc importante et un apport en énergie doit la compenser pour éviter un effondrement. Supposant que la conduction thermique est largement supprimée dans les amas à cause de la présence de champs magnétiques [28]⁴ et la non-existence d'un chauffage lié à un noyau actif de galaxie, des accrétions de masse de l'ordre de $\dot{M} = 600 M_{\odot}/y$ sont nécessaires pour compenser la perte d'énergie par rayonnement⁵. Cette valeur est fortement dépendante de la pente du profil de brillance de surface au centre. Pour déterminer la forme correcte de ce profil, il est encore une fois important de prendre en compte les effets de la PSF.

L'amas de galaxies 3C295 semble, comme beaucoup d'autres amas avec un courant de refroidissement, être dans un état dynamique relaxé: en soustrayant un modèle elliptique ajusté aux données de l'amas il n'y a pas de traces de résidus importants, qui pourraient être interprétés comme des sous-structures⁶.

Une analyse pour déterminer la masse et la fraction baryonique de l'amas donne $f_b = 0.2^{+0.1}_{-0.05}$, qui est en bon accord avec des valeurs typiques trouvées pour les amas proches ($f_b = 20.1 \pm 1.6\%$ [8]). Malheureusement à cause des barres d'erreurs assez grandes il n'est pas possible de poser des contraintes sur les paramètres cosmologiques tirés de la fraction baryonique de l'amas, comme décrit auparavant. Malgré ceci, la fraction baryonique élevée, est en soi une

3. Il n'est pas possible de calculer les barres d'erreurs avec la méthode $\Delta\chi^2$ directement dans ce cas, car les incertitudes pour chaque pixel ne sont pas distribuées d'une manière Gaussienne et souvent ont une valeur égale à zéro. Pour plus de détails veuillez regarder l'article à la fin de ce chapitre

4. La conduction thermique est réalisée par les électrons. Si à cause de la présence de champs magnétiques les électrons ne peuvent pas bouger librement, la conduction thermique peut être supprimée complètement.

5. Des modèles de courant de refroidissement avant le lancement de *XMM-Newton* et *Chandra* ont prédit la présence d'un gaz multiphase avec des températures au-dessous de 1 keV jusqu'à des températures comme on les trouve dans des parties extérieures des amas, qui peuvent être de 10 keV. L'émission thermique au-dessous de 2 keV est dominée par les raies. Contrairement aux anciens télescopes X, qui n'ont pas fourni une résolution spectrale suffisante pour résoudre ces raies, le RGS à bord de *XMM-Newton* possède la résolution spectrale nécessaire pour mesurer la présence de ce gaz "froid". Les observations *XMM-Newton* des amas Abell 1835 [99], Abell 1795 [123], ainsi qu'Abell S 1101 [56] ont récemment montré que les modèles proposés dans le passé ne sont pas valables. Un travail encore plus récent [100] présente une étude basée sur 14 amas, ayant un courant de refroidissement au centre, observés avec le RGS. Cette analyse confirme les résultats obtenus avant: la présence d'un gaz à 2 keV est confirmée mais aucune trace d'un gaz à des températures au-dessous de 1-2 keV n'a pu être trouvée. Une étude sur M87, le centre de l'amas Virgo, donne des résultats qualitativement similaires [109]. De plus les analyses basées sur *XMM-Newton* EPIC ont trouvé que la température du gaz décroît rapidement vers le centre. Le MIA semble être isotherme à un rayon donné et ne montre aucune indication de la présence d'un gaz multiphase [75], [79].

6. Dans un travail récent basé sur *Chandra* [2] montre que les lobes de la source radio dans l'amas interagissent avec le MIA sur une échelle de quelques secondes d'arc. Ce phénomène ne présente pas de sous-structures à grande échelle qui indiqueraient une fusion.

forte indication pour une valeur basse de Ω_m , comme déjà démontré au chapitre 2.

4.2 MS1054-03 un amas lumineux à $z=0.83$

MS1054-03 est l'amas le plus distant qui a été détecté dans le *Einstein Medium Sensitivity Survey* (EMSS-[45]) à un redshift de $z=0.83$. Il fait partie des rares amas très distants qui ont été détectés dans le domaine des rayons X. MS1054-03 possède une température mesurée de $kT = 12.3^{+3.1}_{-2.2}$ keV ([34], – obtenue avec *ASCA*), ce qui indique que l'amas est très massif. Ce fait est confirmé par la détection d'un signal fort de lentille gravitationnelle qui a été trouvé dans la direction de l'amas [65].

Une première étude de cet amas [34] avec les données du ROSAT/HRI d'une durée de 120 ks a conclu que la morphologie de cet amas est très complexe: le maximum en X est loin du centre supposé, où se trouvent les galaxies les plus brillantes. Dans une réanalyse de ces données en rajoutant 70 ks de temps de pose, l'état dynamique de MS1054 était encore une fois étudié [90] (voir aussi l'article à la fin de ce chapitre). Dans cette analyse une méthode par ondelettes a été appliquée aux données de l'amas et le résultat obtenu était que MS1054 est très probablement dans une phase de fusion. Le maximum trouvé dans les rayons X, décalé du centre de l'amas est le centre d'une sous-structure qui tombe sur l'amas principal. Le centre de l'amas lui-même est très proche de la position des galaxies les plus lumineuses de l'amas. La sous-structure contribue à 10% du flux total de l'amas. Ceci est petit, mais plus élevé que les valeurs trouvées pour les sous-structures détectées dans les amas proches comme Coma ou Abell 2218.

Dans une étude basée sur les données *Chandra* [55], le scénario de fusionnement proposé par [90] a été confirmé.

Dans l'étude de [90] sur l'amas MS1054 la fraction baryonique était aussi estimée. Pour cela la masse totale était calculée, à partir de l'estimation de la température avec *ASCA* ([34]) et des ajustements du modèle beta sphérique et elliptique prenant en compte les effets de la PSF. La fraction de gaz obtenue est $f_g = 14 \pm 3\%$ pour $kT = 12.3$ keV et $\Omega_m = 1$. Cette valeur est assez basse et indique que soit la température mesurée avec *ASCA* est trop élevée, ou bien que $\Omega_m = 1$ n'est pas la valeur correcte. Une température élevée au-dessus de 10 keV était récemment confirmée par [55] avec des données *Chandra*. En utilisant $\Omega_m = 0.3$ et $\Lambda = 0.7$ au lieu de $\Omega_m = 1$ la fraction de gaz augmente par un facteur 1.5 et donne $f_g = 21\%$, ce qui est en bon accord avec les résultats obtenus pour les amas proches avec $f_g = 20.1 \pm 1.6\%$ [8].

L'interprétation de nos résultats est que nous vivons très probablement dans un Univers de faible densité avec une constante cosmologique non nulle en accord avec d'autres observations (par exemple de Supernovæ type Ia – [98]).

4.3 Les amas massifs et distants et la valeur de Ω_m

La présence des amas distants et massifs est fortement liée à la valeur de Ω_m [103]. Plus ce paramètre de densité de l'univers est faible, plus il existe d'amas massifs à grand redshift. Comme l'émission X du MIA est fortement couplée à la masse totale de l'amas, la recherche des amas massifs dans le domaine des X est une approche naturelle pour la détermination de Ω_m (voir par exemple [94]). Plusieurs approches pour la détermination de Ω_m avec cette méthode ont déjà été entreprises mais les résultats trouvés ont encore des incertitudes assez grandes mais indiquent généralement $\Omega_m < 1$ (voir par exemple [18]).

Pour l'utilisation de cette méthode qui aide à la détermination de Ω_m il est nécessaire de bien connaître la masse des amas distants basée sur une bonne estimation de la température obtenue avec les données X. Avec les anciens observatoires X, tel que *ASCA*, il était extrêmement difficile de déterminer la température des amas distants à cause d'une sensibilité et d'une résolution spatiale limitées produisant une confusion de sources et introduisant des biais dans l'estimation de la température.

Récemment un grand nombre de nouveaux résultats ont été publiés sur les amas distants observés avec *Chandra*: trois amas distants dans le champs du Lynx ont été observés, avec deux de ces trois amas à un redshift plus grand que $z=1$ [120].

Dans une étude de [47] basée sur des données *XMM-Newton* du Lockman Hole [48] un amas distant ($z=1.26$) a pu être analysé. L'amas montre une morphologie clairement bimodale. Ceci suggère que les amas au delà de $z=1$ possèdent des sous-structures importantes et qu'ils sont donc dans un processus de formation.

L'amas le plus distant qui a été détecté en X comme une source étendue jusqu'à présent est l'amas autour de la source radio 3C294 à $z=1.8$, qui a été observé avec *Chandra* [38].

Chapitre 5

L'auto-similarité des amas et ses implications

5.1 L'auto-similarité dans le domaine des X

Les amas se forment à partir de perturbations de densité initiales. Si on suppose que ces perturbations ont une sur-densité constante¹, on peut écrire: $M/R^3 = \text{const}$, ou $M \propto R^3$ (M est la masse d'un amas et R son rayon). De plus, il est possible d'appliquer le théorème du viriel, qui donne $M \propto RT$. Prenant en compte $M \propto R^3$, on obtient: $M \propto T^{3/2}$ et $R \propto T^{1/2}$ (T est la température du MIA). Il faut également prendre en compte l'évolution due au décalage spectral (redshift, z) qui donne:

$$M \propto T^{3/2}(1+z)^{-3/2} \quad (5.1)$$

$$R \propto T^{1/2}(1+z)^{-3/2} \quad (5.2)$$

Ceci décrit le scénario le plus simple pour la formation des amas et implique que les amas chauds sont plus massifs et plus grands que les amas froids. Une question importante est de savoir si ces lois d'échelle sont effectivement vérifiées par l'observation des amas de galaxies. La réponse confirmera ou contredira le scénario actuel de formation des amas.

Dans l'étude de [89], qui se trouve à la fin de ce chapitre, un échantillon d'amas proches ($0.04 < z < 0.06$) observés avec *ROSAT* a été étudié. L'échantillon se constitue d'amas caractérisés par des températures entre 3.5–10 keV. En traçant les profils de brillance de surface de ces amas en fonction de leur taille physique, il a été trouvé qu'au delà de $r > 0.2R$, les profils montrent une similarité remarquable². Pour les régions centrales ($r < 0.2R$), une grande dispersion des profils est observée, celle-ci est liée à la présence d'un courant de refroidissement au centre de certains amas.

En normalisant le rayon physique au rayon viriel (voir equ.5.2) et en convertissant les profils de brillance de surface en mesure d'émission³, nous trouvons une auto-similarité encore plus

1. Sur-densité= $\Delta\rho/\rho$, où $\Delta\rho$ est la densité de la perturbation et ρ la densité critique de l'univers

2. R est le rayon qui entoure la sur-densité $\delta = 200$. Ce rayon a été choisi parce qu'il inclut toute la région de l'amas en équilibre. Ceci est basé sur les simulations hydrodynamiques des amas de galaxies. Les régions au-delà de ce rayon ne peuvent pas être considérées à l'équilibre à cause de l'accrétion de matériel.

3. La mesure d'émission est la densité du gaz au carré intégrée sur la ligne de visée.

importante.

Les profils de mesure d'émission tracent le potentiel gravitationnel et la distribution de la masse dans l'amas qui est dominée par la matière noire. L'auto-similarité des profils implique également que les profils de la matière noire dans les amas ont des formes similaires, comme prédit par des simulations numériques basé sur CDM [84], [80].

L'auto-similarité suggère fortement que la théorie simple de la formation de structure est valable.

En plus de l'étude sur l'auto-similarité, des modèles de type beta ont été ajustés aux profils de brillances et une corrélation très étroite entre les deux paramètres d'ajustement a pu être identifiée: le paramètre de pente β et le rayon de cœur r_c . La relation suit la loi: $\beta = \beta_0(1 + r_c^2/r_s^2)$ avec $\beta_0 = 0.61$ et $r_s = 1020$ kpc. Il découle de cette relation que les profils de masse dans les amas de l'échantillon montrent une dispersion minimale à un rayon de $r = 0.3R$. Le fait que la dispersion soit minimale à cette valeur du rayon est uniquement lié au modèle beta: le modèle beta est uniquement une *description* possible de la distribution du MIA. La relation entre les paramètres indique que le profil "réel" possède uniquement un seul paramètre libre et non deux, comme supposé dans le cas du modèle beta.

Cette étude est en accord avec des travaux effectués par d'autres auteurs, comme par exemple [76], qui ont regardé la relation entre la taille et la température des amas ou [128] qui ont examiné la pente des profils X dans les régions extérieures des amas.

5.2 L'auto-similarité et la relation $L_X - T$

L'auto-similarité des amas prédit également une relation entre L_X et T , qui peut être écrite de la façon suivante:

$$L_X \propto \Lambda(T)Q(T)\frac{M_{gaz}^2}{R^3} \quad (5.3)$$

$\Lambda(T)$ est la fonction de refroidissement, dont une approximation dans notre gamme de températures de quelques keV est $\Lambda(T) \propto T^{1/2}$. $Q(T)$ est un facteur de forme, qui dépend uniquement de la forme des profils du MIA. L'auto-similarité donne $Q(T) = \text{const.}$. Il est normal de supposer que la masse de gaz est proportionnelle à la masse totale. L'equ.5.1 donne $M_{gaz} \propto T^{3/2}$. Dans le cadre de l'auto-similarité, la relation suivante est valable:

$$L_X \propto T^{1/2}\frac{T^3}{T^{3/2}} = T^2 \quad (5.4)$$

L'auto-similarité prédit donc $L_X \propto T^2$. Cependant, la relation $L_X - T$ observée est $L_X \propto T^3$ ([8]), et montre une dispersion faible qui exclut complètement la relation prédite.

Qu'est ce qui pourrait réconcilier l'auto-similarité observée pour les profils d'un côté et $L_X \propto T^3$ de l'autre côté? Répondre à cette question était le but d'une étude [91], qui se trouve à la fin de ce chapitre et qui est présentée maintenant.

Dans le cas auto-similaire il est possible d'écrire la relation entre la mesure d'émission (la densité du gaz intégrée sur la ligne de visée), la masse du gaz et le rayon de la façon suivante:

$$EM(r) \propto \frac{M_{gaz}^2}{R^5} \propto T^{1/2} \quad (5.5)$$

Ceci peut être interprété de la manière suivante: pour un rayon donné et normalisé au rayon viriel – défini en equ.5.2 – tous les profils de mesure d'émission des amas devraient donner: $EM \propto T^{1/2}$. Ceci peut être vérifié avec l'échantillon d'amas déjà présenté en [89]. Il est possible de tracer les mesures d'émission divisées par $T^{1/2}$ à un rayon donné en fonction de la température. Une courbe plate impliquerait que $EM \propto T^{1/2}$ est tout à fait valable, par contre, s'il existe une autre dépendance, la courbe ne devrait pas être plate. Pour $r = 0.3R$ la relation $EM/T^{1/2} \propto T$ a été mise en évidence, et non pas, $EM/T^{1/2} = \text{const.}$ comme prédit. Il est important de savoir si cette relation est uniquement valable à un rayon donné, dans notre cas $r = 0.3R$, ou si elle est indépendante du rayon. C'est pourquoi tous les profils de mesure d'émission, divisés par $T^{1/2}$, sont tracés en fonction du rayon normalisé au rayon viriel, et également les mêmes profils divisés par $T^{3/2}$ au lieu de $T^{1/2}$. Les profils divisés par $T^{3/2}$ montrent une dispersion de 20%, réduite d'un facteur deux par rapport aux profils divisés par $T^{1/2}$ (dispersion 40%). Le résultat peut être interprété de la manière suivante: $EM \propto T^{3/2}$ est correcte et non pas $EM \propto T^{1/2}$. En regardant equ.5.5, il y a deux possibilités: la relation $M_{gaz} - T$ ou la relation $R - T$ ne correspond pas aux prédictions. Une étude récente de [36] montre que $R \propto T^{1/2}$ est très proche de la réalité. Donc la seule solution est de supposer $M_{gaz} \propto T^2$ au lieu de $M_{gaz} \propto T^{3/2}$. Ce résultat est en bon accord avec d'autres résultats tel que [77], qui ont regardé les propriétés liées au domaine X basées sur un échantillon d'amas proches, ou [128], qui ont, comme signalé auparavant, étudié les régions extérieures des amas. L'étude de profils de mesure d'émission a l'avantage sur d'autres études que la mesure d'émission est très sensible à M_{gaz} car $EM \propto M_{gaz}^2$. Cette relation fournit donc de très fortes contraintes.

Le fait que la relation $M_{gaz} - T$ ne suive pas la relation prédite change la relation trouvée en equ.5.4. Au lieu de $L_X \propto T^2$, $L_X \propto T^{1/2} \frac{T^4}{T^{3/2}} = T^3$ est trouvé. Ceci est identique à la relation $L_X - T$ observée. Donc, le fait que les amas montrent une auto-similarité et qu'ils suivent $L_X \propto T^3$ est lié au fait que la relation $M_{gaz} - T$ ne suive pas les lois d'échelle. Cette limitation du modèle auto-similaire est très probablement lié à une connaissance incomplète de la physique interne de l'amas et ne veut pas dire que les lois d'échelle soient inapplicable aux amas.

Il est donc maintenant connu que la relation $M_{gaz} - T$ s'écarte des prédictions. En supposant que la relation $M - T$ suit avec $M_{tot} \propto T^{3/2}$ la théorie simple de la formation des structures, ceci implique que la fraction de gaz dans les amas est une fonction de la température ($f_{gaz} \propto T^{1/2}$). Une autre possibilité serait de supposer que f_{gaz} est constante et que la relation $M - T$ suit le même comportement que la relation $M_{gaz} - T$, ce qui est assez improbable⁴. Des simulations numériques suggèrent une légère augmentation de la pente de la relation $M - T$ avec $M \propto T^{1.6-1.7}$ [73] [15], et donc moins pentue que la relation $M_{gaz} - T$ trouvée.

Des simulations hydrodynamiques prenant en compte les effets de préchauffage des galaxies dans les amas trouvent que la relation $M_{gaz} - T$ montre une pente avec $M_{gas} \propto T^{1.90 \pm 0.07}$ [15]. Ceci est assez cohérent avec nos résultats. D'après des simulations hydrodynamiques, le préchauffage n'a pas d'influence sur la relation $M - T$ [15], ce qui implique que la fraction de gaz augmente avec la température.

Malgré tout cela il reste une question ouverte: est-ce que le préchauffage des galaxies conserve l'auto-similarité dans les amas telle qu'elle est observée?

Une autre explication pour la relation $M_{gaz} - T$ observée peut être trouvée dans la physique de la formation de l'amas lui-même. Dans un travail théorique récent, [25], basé sur la

4. La relation $M - T$ a été récemment étudiée par [50].

croissance des amas, il a pu être trouvé que la fraction de gaz augmente avec la température. La raison de ce comportement est que le chauffage par ondes de chocs est plus efficace quand deux amas de masses égales fusionnent. Car il est plus probable pour un amas petit de fusionner avec un autre amas de masse égale que dans le cas d'un amas grand (simplement par le fait qu'il existe beaucoup plus d'amas peu massifs que massifs), le chauffage par des chocs est systématiquement plus efficace pour les amas petits et le gaz peut être expulsé plus facilement.

En résumé: il semble très probable que la fraction de gaz augmente avec la température et que la relation $M - T$ suit largement les prédictions de la théorie de formation des structures. D'avantage de données et plus de modélisations nous permettront de connaître la cause exacte de ce phénomène.

5.3 Les amas comme “bougies standard”

Il est prouvé que les amas montrent une forte auto-similarité jusqu'à grand redshift ($z < 0.8$) [10], [78]⁵. Ceci implique la validité des lois d'échelle (equ5.1 et equ5.2) jusqu'à $z=0.8$.

L'évolution avec le redshift est telle que les amas à grand redshift sont plus petits et plus denses que les amas proches, et qu'ils ont donc une densité du MIA plus élevée. Puisque l'émission X est proportionnelle à la densité au carré, un amas à grand redshift avec la même température qu'un amas proche devrait être plus lumineux.

La forte corrélation entre température, rayon et masse dans les amas fait que la connaissance d'une quantité est suffisante pour contraindre toutes les autres. Ceci peut être utilisé pour mesurer la géométrie de l'univers. L'approche montre des similarités avec l'utilisation de supernovæ type Ia comme des bougies standards ([98] et références incluses). Pour illustration: premièrement il faut déterminer la relation entre la forme et l'amplitude des profils X et la température pour les amas proches. Ceci a été fait par [89] et [91] et donne un profil de référence pour les amas proches. Ensuite il faut mesurer les profils X et la température pour un échantillon d'amas distants. La forme et la normalisation des profils des amas distants dépendent des paramètres cosmologiques. Les profils des amas distants et le profil de référence pour les amas proches sont comparés pour des paramètres cosmologiques différents. La meilleure coïncidence entre les amas distants et le profil des amas proches est idéalement obtenue par le bon choix des paramètres cosmologiques (Ω_m et la constante cosmologique Λ). Par conséquent plus nous aurons des observations d'amas à grand redshift et de profils d'amas plus les paramètres Ω_m et Λ seront contraints. Cette méthode a été appliquée pour la première fois par [10] basée sur un échantillon d'amas distants observés avec *ROSAT*. Les résultats suivants ont été obtenus pour les paramètres cosmologiques: $\Omega_m = 0.40^{+0.15}_{-0.12}$ (90 % de niveau de confiance) sur la base d'un univers plat avec une constante cosmologique non nulle (dans ce cas $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$). Les données des amas distants ont une statistique assez limitée et on peut prévoir que les nouvelles données basées sur *Chandra* et *XMM-Newton* vont améliorer de façon significative la statistique de cette étude. Une première étude basée uniquement sur un amas distant, RXJ1120, [12] montre que les amas à $z=0.6$ sont remarquablement similaires aux amas proches jusqu'à un grand rayon ($\sim 0.7r_{vir}$), une fois les lois d'échelle appliquées. Ceci donne beaucoup de confiance au fait que dans l'avenir on ne sera pas seulement capable de contraindre les paramètres cosmologiques avec cette approche mais qu'il sera également possible de vérifier la validité des lois

5. Malgré ceci une étude basé sur deux amas à $z=0.8$ a récemment démontré que les lois d'échelle ne sont peut-être plus valables à des redshifts plus élevés [49].

d'échelles à dans les régions extérieures des amas, et leur évolution avec le redshift.

Chapitre 6

Perspectives

6.1 L'état actuel des recherches et les questions ouvertes

Nous connaissons ces dernières années une convergence entre les différentes mesures des paramètres cosmologiques. Les résultats présentés dans ce travail, qui sont basés sur la fraction baryonique des amas, la non-évolution de la fraction de gaz avec redshift ainsi l'utilisation des amas comme bougies standards pour mesurer la géométrie de l'univers donnent des valeurs autour de $\Omega_m = 0.3$ et $\Lambda = 0.7$. Ceci est en très bon accord avec des résultats obtenu avec WMAP, un satellite qui mesure le fond diffus cosmologique [117] ainsi que des résultats basés sur les études de Supernovæ de type Ia [98].

Les amas de galaxies permettent de vérifier la théorie de la formation des structures dans l'Univers. La grande auto-similarité trouvée jusqu'à $z=0.8$ confirme la théorie. Par contre peu de choses sont connues sur les amas au-delà de $z=0.8$. Vers des redshifts entre $z=1-2$ on approche du moment de l'effondrement initial des amas et avant ce temps il n'est pas attendu que les amas soient auto-similaires. Le moment précis de l'effondrement ainsi que la physique du collapse initial est lié à la distribution de la masse (homogène ou fragmentée) avant l'effondrement, qui définit également la manière selon laquelle des amas grandissent avec le temps jusqu'à aujourd'hui. L'étude des amas très distants nous aidera à déterminer le temps de l'effondrement des structures ainsi que la morphologie des structures initiales. Les surveys au longeur d'onde optique ainsi que le satellite *Planck* (voir ci-dessous) nous permettront de détecter des amas distants au-delà de $z=1$. Les satellites X du futur tel que *XEUS* en combinaison avec les dispositifs interférométrique tels que SKA ou ALMA (voir ci-dessous) fourniront la sensibilité nécessaire pour déterminer l'état dynamique de ces amas distants.

Pour étudier l'évolution de la formation des structures il est important de bien connaître la physique de la fusion dans les amas de galaxies. *XMM-Newton* et *Chandra* nous permettent de contraindre globalement l'état dynamique d'un amas de galaxies à travers la spectro-imagerie. Par contre ces télescopes ne fournissent pas une résolution spectrale suffisamment fine pour déterminer en grand détail la dynamique de fusion et notamment de déterminer avec certitude les vitesses liées à la fusion, qui est crucial pour la création des ondes de chocs et le chauffage du MIA. Ce chauffage est peut-être la raison pour laquelle la relation $M_{gaz} - T$ ne suit pas les prédictions de la théorie de la formation des structures (voir chapitre 5). Pour déterminer en grand détail la physique liée à la fusion ou à la croissance des amas il faut attendre la prochaine génération de satellites X avec une résolution spectrale suffisamment bonne, tel que *ASTRO-EII*, *Constellation-X* ou *XEUS*. Ces télescopes du futur permettront aussi d'étudier plus en détail les

centres des amas, dans lesquels se trouve souvent un courant de refroidissement.

La création des ondes de chocs dans les amas est fortement liée au processus de l'accélération des particules. Les halos radios observés dans les amas de galaxies, et probablement aussi l'émission non-thermique au-delà de 10 keV, qui a été détectée dans plusieurs amas sont les preuves qu'il existe une population d'électrons relativistes dans les amas. Ces particules doivent être reaccélérées régulièrement, notamment par les ondes de chocs, qui propagent dans les amas de galaxies pendant une fusion. Étudier la relation entre ces particules et la fusion dans les amas permet de mieux connaître le processus d'accélération, la physique des champs magnétiques dans les amas ainsi que la dissipation des ondes de chocs dans le MIA.

Les amas fournissent également une voie royale pour obtenir de l'information sur la matière noire qui est leur composant principal. Par exemple l'étude de la distribution de la matière noire dans les amas peut donner des contraintes sur l'origine de la matière noire.

6.2 Les études pour l'avenir

6.2.1 Tracer le profil de la matière noire pour confirmer ou rejeter le CDM

Les amas, qui sont dominés par la matière noire, offrent une opportunité extraordinaire d'étudier cette sorte de matière qu'on connaît jusqu'à maintenant si peu. Des simulations numériques des halos de matière noire (CDM) pour des objets de la taille de petites galaxies jusqu'à des grands amas de galaxies montrent que ces halos suivent un profil unique de densité [84], [80]. Vérifier si les amas observés suivent le même profil de masse est un test puissant pour savoir si la matière noire est réellement du CDM. Des premiers essais pour étudier les profils de masse ont été entrepris ([31], [5] et [102]), mais ces études étaient basées sur des données *Chandra* ou *XMM-Newton* seules. Dans le cas de *Chandra* les données n'allaient pas à des rayons suffisamment grands pour donner de bonnes contraintes dans les parties extérieures et dans le cas de *XMM-Newton* la résolution spatiale limitée n'a pas permis une bonne détermination du profil de la masse au centre.

Pour résoudre efficacement le problème des profils de masse il est nécessaire de combiner les données *Chandra* et *XMM-Newton*. Ceci permet d'avoir une échelle dynamique suffisamment large pour tracer le profil et pour comparer avec les profils prédits par le modèle du CDM. Pour obtenir une bonne statistique avec des barres d'erreur petites et afin d'être indépendant de la physique interne d'un amas particulier, il est nécessaire d'entreprendre une analyse *Chandra* et *XMM-Newton* combinée sur un échantillon d'amas bien choisis.

L'impact d'une telle étude est évident. En supposant que les profils de masse trouvés dans les amas suivent les modèles prédits du CDM, ceci renforcera directement le CDM. Si au contraire, le profil du CDM ne s'ajuste pas aux observations les profils observés peuvent être utilisés pour la comparaison avec les profils liés à d'autres modèles de matière noire.

L'approche de la comparaison des profils de masse est une méthode qui permet d'obtenir des informations concernant la physique de la matière noire sans l'avoir détectée en laboratoire. Les informations trouvées pourront peut-être s'avérer utiles pour adapter les recherches afin de détecter la matière noire en laboratoire.

6.2.2 La physique interne des amas

– Trouver l'origine de la relation $M_{gaz} - T$

Les amas montrent une auto-similarité très prononcée et suivent donc la théorie simple de la formation des structures. Malgré ceci la relation $M_{gaz} - T$ s'écarte des prédictions. Au lieu de trouver $M_{gaz} \propto T^{3/2}$ la relation $M_{gaz} \propto T^2$ a pu être identifiée. A quoi cela est-il dû? Est-ce que ceci indique que notre compréhension de la formation des structures est fausse, ou est-il plus probable que des processus internes aux amas soient responsables? En supposant que la théorie de formation des structures est correcte, un mécanisme doit exister qui systématiquement expulse du gaz des amas froids ou qui empêche une partie de la matière baryonique qui entoure les amas de tomber sur l'amas. Le gaz expulsé devrait être poussé dans des régions extérieures de l'amas, probablement au-delà du rayon viriel pour assurer que les profils X des amas gardent leur auto-similarité. Une façon de vérifier cette hypothèse est de regarder un échantillon d'amas ayant des températures différentes et de regarder si on peut tracer du gaz dans les régions extérieures et si la quantité de ce gaz est plus abondante pour les amas froids que pour les amas chauds. L'existence d'un tel gaz serait la preuve, que c'est la physique interne qui est responsable de la relation $M_{gaz} - T$ observée et pas une mauvaise compréhension de la formation des structures. Une explication pour cet effet est par exemple le préchauffage (voir aussi chapitre 5) ou le fait que les chocs liés à la fusion des amas sont systématiquement plus importants pour les systèmes froids que pour les systèmes chauds [25].

Si aucune trace d'un gaz dans les parties extérieures n'est trouvée (en supposant que la non-détection n'est pas liée à des limitations statistiques), ceci pourrait indiquer qu'il faut modifier ou rejeter la simple théorie de la formation des structures.

Une autre solution pourrait être que du refroidissement est responsable de la relation $M_{gaz} - T$ observée, et qu'il existe un processus qui assure un lien entre température intrinsèque de l'amas et le montant du gaz qui refroidit à des températures où il est difficilement détectable. Si c'était le cas, ceci serait en conflit avec l'auto-similarité trouvée et cela est donc peu probable.

– La physique des courants de refroidissement

Récemment les observations des amas possédant un courant de refroidissement au centre, avec le RGS sur *XMM-Newton*, ont démontré la non-existence d'une composante froide au dessous de 1–2 keV (voir aussi chapitre 4), prédite par des modèles. Ces résultats sèment des doutes importants sur notre compréhension du courant de refroidissement en général. Avant les découvertes faites par le RGS, on pensait que la conduction thermique était largement supprimée à cause de la présence de champs magnétiques dans le centre des amas. Mais, le manque d'une composante froide peut indiquer que la conduction n'est pas totalement supprimée et qu'elle est responsable du transfert d'énergie des parties extérieures vers le centre. Une façon de vérifier si la conduction thermique peut être suffisamment efficace au centre des amas de galaxies, même lors de la présence de champs magnétiques compensant la perte d'énergie liée au rayonnement X, est d'entreprendre des simulations magnéto-hydrodynamiques, qui sont jusqu'à aujourd'hui, difficiles à réaliser.

Une explication alternative de support énergétique dans les régions d'un courant de refroidissement est le chauffage par le noyaux actif de la galaxie centrale dans l'amas.

Récemment plusieurs articles ont été publiés sur ce sujet [27],[17], mais il n'est pas encore très clair comment le noyau actif et le gaz interagissent et comment le noyau actif "sait" exactement combien d'énergie est nécessaire pour soutenir la perte d'énergie du MIA dans la région du courant de refroidissement.

– Étudier les fronts froids

Chandra a démontré que les amas montrent souvent des chutes brutales dans leur brillance de surface ([70], [71], [74], [129], [130]). Ces structures, qui ont souvent des largeurs de l'ordre de quelques 100 kpc, sont maintenant appelées des "fronts froids". Le nom vient du fait que l'émission avant la chute a une température moins élevée que la région après la chute qui possède toujours une température plus élevée. A cause de cette distribution des températures, la présence de chocs importants peut être exclue, car leur existence impliquerait que la région moins dense serait plus froide que la région plus dense¹. Plusieurs scénarii sont en ce moment proposés pour l'explication de ce phénomène: les fronts peuvent être créés par des chocs modérés, qui ont un nombre de Mach de l'ordre de un, ou bien les fronts sont liés à la partie centrale de l'amas qui ne reste pas à un endroit fixe, mais qui oscille. Dans ce dernier cas les vitesses relatives sont plus petites que dans le scénario des chocs. Une explication pour le fait que la chute en intensité n'est pas effacée par la conduction thermique est, encore une fois, la présence des champs magnétiques, qui peuvent supprimer efficacement la conduction.

Pour vérifier ces théories liées au "fronts froids" il est utile de connaître les vitesses dans ces régions. ASTROE-II, qui sera lancé en 2005 aura à bord une matrice de bolomètres X, qui fournira à la fois une résolution spatiale modérée avec une résolution spectrale suffisamment bonne pour résoudre les différences en vitesses dans le MIA de l'ordre de 1000 km/s, similaire à la vitesse du son dans les amas. Les observations d'ASTROE-II permettront donc de savoir si ces fronts froids sont liés aux chocs ou liés aux oscillations de la partie centrale des amas. La connaissance de l'origine de ces fronts froids est importante pour bien connaître l'état dynamique au centre des amas.

6.2.3 La physique de l'accélération

– Étudier l'évolution de la relation entre la température mesurée en X et la puissance du halo radio

Récemment une forte corrélation entre les températures mesurées en X et la puissance des halos radio dans les amas a été démontrée [63]. Il est attendu que les halos radio soient liés aux processus de fusion dans les amas. Les ondes de choc, qui sont créées lors de la fusion, peuvent (ré-)accélérer des particules à des vitesses relativistes [39]. Les électrons relativistes dans les champs magnétiques présents dans un amas, émettent de l'émission synchrotron. Cette émission synchrotron peut être détectée efficacement dans le domaine radio et est responsable des halos radio observés.

En prenant en compte que nous vivons dans un univers de faible densité, les fusions dans les amas ont dû être plus fréquentes dans le passé. Il est donc logique de supposer que l'accélération des particules dans les amas était plus forte dans le passé qu'aujourd'hui.

1. Les ondes de chocs fortes créent une discontinuité dans la distribution de la pression dans le gaz.

De ce fait, on peut supposer qu'à la même température un amas distant rayonne plus de puissance en radio qu'un amas proche.

Pour vérifier si c'est réellement le cas, il est important de regarder un échantillon d'amas distants aux longueurs d'ondes radio. Puisque les halos radios sont normalement des sources avec un spectre très pentu, ils émettent fortement à basses fréquences. Avec la construction du "low frequency array" (LOFAR), il sera possible de tracer l'émission de halos radio jusqu'à des fréquences très basses avec une grande sensibilité. Il sera donc possible de tracer les halos radio des amas distants, ce qui n'est à l'heure actuelle pas totalement réalisable, et de déterminer également le spectre de ces halos.

Mis à part la puissance globale de l'émission radio, il est également important de regarder si la pente du spectre radio change avec le redshift. Des particules récemment accélérées montrent un spectre moins pentu parce que les particules à haute énergie n'ont pas encore eu suffisamment de temps pour rayonner toute leur énergie. L'évolution des halos radio et leur spectre donnera des informations importantes sur les processus liés à l'accélération des particules mais surtout sur la physique de fusion dans les amas.

– L'excès d'émission en X durs observé dans les amas et l'impact de SIMBOL-X

Quelques études basées sur des observations avec *Beppo-Sax* [43] [44] ont montré l'existence d'un excès d'émission au-dessus de 10 keV pour plusieurs amas. Cet excès peut être interprété comme de la diffusion Compton inverse des photons venant du fond cosmologique millimétrique (cosmic microwave background, CMB) quand ils traversent l'amas et interagissent avec les particules relativistes, qui sont en même temps responsables des halos radios. Les photons du CMB peuvent dans ce processus gagner beaucoup d'énergie et sont très probablement responsables de l'excès d'énergie observé à haute énergie. L'instrument à bord de *Beppo-Sax*, qui a détecté cette émission dans le domaine des X durs n'a pas fourni d'information sur la distribution spatiale de cette émission, et donc il n'est pas complètement exclu que cette émission ne vient pas d'un milieu diffus mais de sources ponctuelles comme par exemple des noyaux actifs qui se trouvent dans l'amas. Un instrument qui pourrait aider à déterminer l'origine de cette émission à haute énergie est le satellite proposé *SIMBOL-X* (lancement prévu en 2010). Les performances instrumentales, permettront de réaliser de la spectro-imagerie jusqu'à 70 keV, et permettront de vérifier facilement si l'émission dans le domaine des X-durs est étendue et vient d'un milieu diffus ou si elle vient d'une ou plusieurs sources ponctuelles.

6.2.4 La formation des structures

– L'importance des amas distants et peu massifs pour étudier la formation des structures

ROSAT a permis de détecter les amas distants massifs, ce qui est important pour la détermination des paramètres cosmologiques. Pour étudier la formation des amas et des grandes structures, qui est liée aux forces gravitationnelles et à l'origine de la matière noire il est également important d'examiner les amas distants peu massifs.

Une question importante est comment trouver ces amas à la fois distants et petits?

Plusieurs approches sont en train d’être réalisées pour détecter les amas de type “serendipitous” dans les observations de *XMM-Newton*. La sensibilité de *XMM-Newton* permet d’aller à des intensités X plus faibles que celles précédemment accessibles avec *ROSAT*. Malgré ceci, la limitation de la couverture du ciel avec *XMM-Newton* fait qu’il est peu probable de trouver des amas massifs extrêmement distants parce que ces objets sont très rares. Il est plus probable de trouver les amas moins lumineux à des redshifts jusqu’à $z=0.5$ ou un petit peu plus distants. Ces sources en combinaison avec des amas distants et massifs déjà connus donneront une échelle suffisamment grande pour étudier l’évolution des amas et la physique impliquée en fonction de la taille ou de la température de l’amas. Ces informations seront très importantes pour la compréhension de la formation des structures en général.

– Étudier l’effondrement des amas à grand redshift

Les amas montrent une grande auto-similarité au moins jusqu’à $z=0.8$. Très peu est connu pour les amas au delà de ce redshift. Plus le redshift est grand plus on tend vers le moment de l’effondrement initial de l’amas. Donc à un redshift spécifique, qui dépend de la masse de l’amas il est théoriquement possible de voir les amas avant leur effondrement. Ces objets sont déjà observés: ce sont des proto-amas dans les longueurs d’onde optique ou infrarouge, où ils se présentent sous forme de sur-densités de galaxies. Par contre ces structures n’ont pas encore eu le temps d’établir un puits de potentiel gravitationnel. Ceci implique que le MIA n’est pas encore chauffé à des températures qui permettent la détection du MIA en X. L’époque à laquelle les amas forment un puits de potentiel est fortement liée à la dynamique et à la distribution du matériel de l’amas avant l’effondrement.

Pour illustration: si un amas massif se forme à partir des amas moins ou peu massifs, qui ont déjà eu le temps de former un puits de potentiel², voir par exemple [106], de l’émission X étendue dans ces unités devrait être déjà détectable avec un observatoire X de sensibilité suffisante. Mais, si un amas massif se forme initialement à partir d’un grand proto-amas, et grandit par la suite uniquement par la fusion avec des sous-structures très peu massives, il ne sera pas possible d’observer de l’émission X étendue avant l’effondrement qui aurait lieu plus tard. Donc l’observation des amas très distants peut donner des informations importantes sur le temps d’effondrement de ces objets. Ceci est encore une fois fortement lié à la formation des structures et pourrait potentiellement, à long terme, donner des contraintes sur la formation hiérarchique des structures et ses limitations.

Pour obtenir de l’information sur ce sujet il est important d’avoir à la fois des données optique/infrarouge et des observations X avec une grande sensibilité. La meilleure approche est d’avoir des données de type relevé du ciel dans plusieurs longueurs d’ondes dans la même région du ciel pour éviter de possibles biais observationnels. Les premiers relevés sont actuellement en cours. Il reste par contre une question ouverte, à savoir si les instruments tels que ceux à bord de *Chandra* ou *XMM-Newton* ont une sensibilité suffisante pour détecter l’émission X de ces petits sous amas potentiels, qui fusionneront plus tard pour devenir des amas plus grands. Si *Chandra* et *XMM-Newton* n’ont pas la sensibilité nécessaire, il faudrait attendre des télescopes X de nouvelle génération tels que *XEUS*, qui

2. Le temps d’effondrement est plus court pour les petits amas que pour les grands amas

auront une surface collectrice d'un facteur 150 fois supérieure à celle de *XMM-Newton* (voir aussi ci-dessous).

– L'impact du satellite "Planck"

Planck est un satellite que sera lancé en 2007 par l'agence spatiale européenne (ESA) et qui tracera le CMB à des longueurs d'ondes millimétriques et submillimétriques sur tout le ciel. Le but principal de *Planck* est de déterminer les paramètres cosmologiques avec une grande précision. *Planck* permettra également de détecter des anisotropies secondaires, telles que l'effet Sunyaev-Zeldovich dans des amas de galaxies [136] (SZ). L'effet SZ thermique décrit le processus de la diffusion Compton inverse des photons venant du CMB quand ils traversent le MIA et gagnent de l'énergie. Le spectre du CMB change dans la direction d'un amas: la région du spectre Rayleigh-Jeans souffre d'un déficit en émission et la partie du spectre aux plus hautes énergies est plus prononcée. L'effet est plus fort pour les amas chauds et grands que pour les amas froids et petits. La puissance du signal SZ est indépendante du redshift de l'amas. Puisque la température et la taille d'un amas sont fortement couplées avec sa masse, il est possible avec *Planck* de sélectionner les amas les plus massifs de tout le ciel indépendamment de leur redshift. *Planck* fournira un catalogue d'amas massifs et distants, qui pourra être utilisé pour contraindre Ω_m à travers l'évolution de la densité des amas avec redshift (voir aussi chapitre 4).

Il est attendu que *Planck* détectera quelques milliers d'amas de galaxies ([1] – le nombre exact dépend des paramètres cosmologiques supposés). La détection du signal SZ avec *Planck* sera directe, par contre il prendra beaucoup plus de temps de mesurer ensuite le redshift de tous ces amas avec des télescopes optiques. Une alternative pourrait être de regarder ces objets avec des télescopes X, soit avec *XMM-Newton*, *Chandra*, *Constellation-X*, (la prochaine mission américaine dans le domaine des X) ou *XEUS* (voir ci-dessous). L'application des lois d'échelle sur les données X de ces amas (voir chapitre 5) permettra probablement de poser des contraintes sur leur redshift sans avoir besoins des observations optiques.

Un catalogue d'amas purement sélectionnés sur la base de leur masse indépendamment du redshift est une source d'information importante pour des études futures et donnera la réponse finale à la question de l'existence des amas très chauds et massifs à très grand redshift (comme $z=2$).

– L'impact de "XEUS"

XEUS est une mission dans le domaine des rayons X proposée par l'ESA. La mission consiste en deux modules, un module miroir et un module instrumental, qui se trouvera dans le plan focal du miroir. Le lancement *XEUS* est prévu au-delà de 2010. *XEUS* aura une surface collectrice, qui sera d'un facteur 150 fois plus grande que celle de *XMM-Newton*. La sensibilité élevée permettra d'observer des amas encore plus lointains et avec plus de détail qu'auparavant. Un des objectifs scientifiques majeurs de *XEUS* est de regarder les petits groupes de galaxies à redshift $z=1-2$. *XEUS* permettra d'étudier le contenu en éléments lourds du MIA de ces groupes, et fournira des informations très importantes sur les processus d'enrichissement liés à la formation des étoiles et des supernovæ dans les galaxies des amas. Les mécanismes pour l'enrichissement en métaux interviennent dans le chauffage non-gravitationnel des amas. L'évolution de ces processus

n'est pas encore bien comprise, malgré des modèles déjà existants. Des études basées sur des données *ROSAT* et *ASCA* ont suggéré la présence d'un seuil d'entropie dans le MIA [64] créé par les processus non-gravitationnels, comme par exemple les vents galactiques [132] [30] [124] qui se sont formés avant que le gaz ne tombe dans le puits gravitationnel de l'amas (cet effet est aussi nommé préchauffage). La valeur pour le seuil d'entropie trouvée était de l'ordre de $100 h_{50}^{-1/3} \text{ keV cm}^2$ et elle peut être observée plus facilement dans les amas peu massifs et froids, et donc montrent des valeurs entropiques plus basses que les amas chauds. Une étude récente par [41] a montré que le préchauffage se présente uniquement à des redshifts au-dessous de $z \sim 2.5$ et peut donc être considéré comme "instantané". Mais une étude très récente utilisant des données *XMM-Newton* sème des doutes sur l'existence du seuil entropique et le préchauffage associé: dans une analyse par [83] de deux groupes de galaxies, NGC 2563 et NGC 4325, il a pu être démontré que l'entropie augmente d'une façon monotone du centre vers les régions extérieures et qu'aucun "seuil" n'est présent. Par conséquent, les capacités de *XEUS* seront très importantes pour contraindre les effets de préchauffage et son évolution.

De plus, *XEUS* permettra d'étudier et de déterminer la température de tous les amas détectés dans les relevés *XMM-Newton* et *Planck*. Il sera également possible de déterminer si, par exemple, la relation $L_X - T$ change de pente avec le redshift. Si oui, ceci indiquerait que la pente de la relation $M_{\text{gaz}} - T$ dépend également du redshift. Si tel est le cas il y aurait des processus internes dans les amas qui agissent en fonction de temps, et qui changent le contenu du gaz dans les amas avec le redshift.

Sur un point complètement différent: les capacités extraordinaires de *XEUS* permettront également de tracer en détail les régions de courant de refroidissement dans les amas et de résoudre l'énigme actuelle concernant le support énergétique pour compenser les pertes d'énergie liées au rayonnement X.

– Résoudre les amas à grand redshift avec le "Square Kilometer Array" et l' "Atacama Large Milimeter Array"

Le Square Kilometer Array (*SKA*) et l'Atacama Large Milimeter Array (*ALMA*) qui sont en ce moment discutés seront des dispositifs interférométrique de stations d'antenne individuelle. L'emploi de temps du *SKA* prévoit de commencer la construction en 2010. Pour *ALMA* l'emploi de temps prévoit une construction de 2006 jusqu'à 2010. Si *SKA* ou *ALMA* sont sensibles aux fréquences dans lesquels l'effet SZ peut être observés, ils seront des outils uniques pour résoudre les détails des amas sur une échelle au-dessous de la seconde d'arc. *XEUS*, par contre aura une résolution spatiale limitée de 2–3 arcsec.

SKA, *ALMA* et *XEUS* seront donc complémentaires: *SKA* et *ALMA* fourniront une résolution spatiale quasi-illimitée et *XEUS* aura la capacité de mesurer les spectres X avec grande précision.

La liste des perspectives présentée ici est loin d'être exhaustive. Son but est de montrer que les amas de galaxies restent des objets très intéressants à étudier pour encore plusieurs dizaines d'années. Heureusement, il y a toujours des surprises et peut-être d'autres points, non mentionnés ici vont être encore plus importants pour l'étude des amas en particulier et la formation des structures en général.

Bibliographie

- [1] Aghanim, N., de Luca, A., Bouchet, F.R., Gispert, R.,& Puget, J.L. 1997, A&A, 325 9
- [2] Allen, S.W. et al. 2001, MNRAS, 324, 842
- [3] Allen, S.W., Schmidt, R. W.,& Fabian, A.C. 2001 MNRAS 328, L37
- [4] Allen, S.W., Schmidt, R. W.,& Fabian, A.C. 2001 MNRAS 334, L11
- [5] Arabadjis, J. S., Bautz, M. W.,& Garmire, G. P. 2002 ApJ 572, 66
- [6] Arnaud, M., Hughes, J.P., Forman, W., Jones, C., Lachieze-Rey, M., Yamashita, K.,& Hatsukade, I. 1992, ApJ, 390, 345
- [7] Arnaud, M., Rothenflug, R., Boulade, O., Vigroux, L.,& Vangioni-Flam, E. 1992 A&A 354, 49
- [8] Arnaud, M.,& Evrard, A.E., 1999, MNRAS, 305, 631
- [9] Arnaud, M. et al. 2001 A&AL 365, 67
- [10] Arnaud, M., Aghanim, N., Neumann,& D. M. 2002 A&A 389, 1
- [11] Arnaud, M., Neumann, D. M., Aghanim, N., Gastaud, R., Majerowicz, S.,& Hughes, J. P. 2001 A&AL 365, 80
- [12] Arnaud, M. et al. 2002 A&A, 390, 27
- [13] Bahcall, N. A. 1997 ARA&A 15, 505
- [14] Bahcall, N. A. 2000 Phys.Scripta T85, 32-36
- [15] Bialek, J.J., Evrard, A.E.,& Mohr, J.J. 2002, ApJ, 578, L9
- [16] Blanchard, A., Sadat, R., Bartlett, J. G.,& Le Dour, M. 2000, A&A 362, 809
- [17] Boehringer, H., Matsushita, K., Churazov, E., Ikebe, Y., Chen, Y., 2002 A&A 382 804
- [18] Borgani, S. et al. 2001, ApJ 561, 13
- [19] Borgani, S.,& Guzzo L. 2001 Nat. 409, 39
- [20] Briel, U. G., et al. 2001 A&AL 365, 60
- [21] Burles, S., Nollet, K. M.,& Turner, M. S. 2001 ApJL 552, 1
- [22] Burns J. O., Roettiger K., Ledlow M., & Klypin A., 1994, ApJ, 427, L87
- [23] Cavaliere, A.,& Fusco-Femiano, R. 1976 A&A 49, 137
- [24] Cavaliere, A.,& Fusco-Femiano, R. 1978 A&A 70, 677

- [25] Cavaliere, A., Menci, N., & Tozzi, P. 1999, MNRAS, 308, 599
- [26] Charles, P. A., & Seward, F. D. Exploring the X-ray Universe (Cambridge University Press, Cambridge) 1995
- [27] Churazov, E., Brueggen, M., Kaiser, C. R., Boehringer, H., & Forman, W. 2001 ApJ 554, 261
- [28] Clarke, T. E., Kronberg, P. P., & Böhringer, H. 2001 ApJL 547, 111
- [29] Connolly, A.J., Szalay, A.S., Romer, A.K., Holden, B., Nichol, R.C., & Mijayi, T. 1996, ApJL, 473, 67
- [30] David, L. P., Forman, W., & Jones, C. 1991 ApJ 380, 39
- [31] David, L. P., Nulsen, P. E. J., McNamara, B. R., Forman, W., Jones, C., Ponman, T., Robertson, B., & Wise, M. 2001 ApJ, 557, 546
- [32] De Grandi, S., & Molendi, S. 2002 ApJ 567, 163
- [33] den Herder, J. W. et al. 2001 A&AL 365, 7
- [34] Donahue, M., Voit, G.M., Gioia, I., Luppino, G., Hughes, J.P., & Stocke, J.T 1998, ApJ, 502, 550
- [35] A. E. Evrard, C. A. Metzler and J. F. Navarro, J. F. ApJ 469 (1996) 494
- [36] Ettori, S.; De Grandi, S.; Molendi, S. 2002A&A, 391, 841
- [37] Fabian, A. C., Nulsen, P. E. J., & Canizares, C. R. 1991. A&ARv, 2, 191
- [38] Fabian, A. C., Crawford, C. S., Ettori, S., Saunders, J. S. 2001 MNRAS 322L, 11
- [39] Feretti, L. 1999 in Diffuse Thermal and Relativistic Plasma in Galaxy Clusters, H. Böhringer, L. Feretti, P. Schuecker eds., MPE Report No. 271, p.1
- [40] Feretti, L., Brunetti, G., Giovannini, G., Govoni, F., Setti, G. In: F. Durret and D. Gerbal (Editors), Constructing the Universe with Clusters of Galaxies Paris, 2000
- [41] Finoguenov, A., Jones, C., Boehringer, H., & Ponman, T. J. 2002 ApJ 578, 74
- [42] Fort, B., & Mellier, Y. 1994, A&AR, 5, 239
- [43] Fusco-Femiano, R., dal Fiume, D., Feretti, L., Giovannini, G., Grandi, P., Matt, G., Molendi, S., & Santangelo, A. 1999, ApJ, 513L, 21
- [44] Fusco-Femiano, R., Dal Fiume, D. Orlandini, M., Brunetti, G., Feretti, L., & Giovannini, G. 2001, ApJ, 552L, 97
- [45] Gioia, I.M., Maccacaro, T., Schild, R.E., Wolter, A., & Stocke, J.T. 1990 ApJS 72, 567
- [46] Girardi M., Fadda D., Escalera E., Giuricin G., Mardirossian F., & Mezzetti M. 1997, ApJ, 490, 56
- [47] Hashimoto, Y., Hasinger, G., Arnaud, M., Rosati, P., & Miyaji, T. 2002 A&A 381, 841
- [48] Hasinger G. et al. 2001 A&AL 365, 45
- [49] Holden, B. P., Stanford, S. A., Squires, G. K., Rosati, P., Tozzi, P., Eisenhardt, P., & Spinrad, H. 2002 AJ 124, 33
- [50] Horner, D. J., Mushotzky, R.F., & Scharf, C. A. 1999 ApJ 520, 78

- [51] Huchra, J. P., Geller, M. J., & De Lapparent, V., 1990, ApJS, 72, 433
- [52] Hughes, J.P., Birkinshaw, M.,& Huchra, J.P. 1995, ApJ, 448, L93
- [53] Irwin, J. A.,& Bregman, J. N. 2000 ApJ 538, 543
- [54] Jansen, F. et al. 2001 A&AL 365, 1
- [55] Jeltema, T.E., Canizares, C.R., Bautz, M.W., Malm, M.R., Donahue, M.,& Garmire, G.P. 2001, ApJ, 562, 124
- [56] Kaastra, J. S., Ferrigo, C., Tamura, T., Paerels, F. B. S., Peterson, J. R.,& Mittaz, J. P. D. 2001 A&AL, 365, 99
- [57] Kaiser, N.,& Squires, G. 1993, ApJ, 404, 441
- [58] King, I.R. 1966, AJ, 71, 64
- [59] Kneib J.-P., Mellier Y., Pelló R., Miralda-Escudé, Le Borgne J.F., Böhringer H., & Picat J.-P. 1995, A&A, 303, 27
- [60] Kneib J.-P., Ellis R.S., Smail I., Couch W.J., & Sharples R.M. 1996, ApJ, 4
- [61] Koo, D.C. 1981, ApJ, 251, 75
- [62] Le Borgne, J.F., Pello, R.,& Sanahuja, B., 1992, A&AS, 95, 87
- [63] Liang, H. 2000 in Cluster Mergers and their connection to Radio Sources, 24th meeting of IAU, JD 10 August 2000, 5
- [64] Lloyd-Davies, E. J., Ponman, T. J.,& Cannon, D. B. 2000 MNRAS 315, 689L
- [65] Luppino, G.A.,& Kaiser, N., 1997, ApJ, 475, 20
- [66] Lynden-Bell, D. 1967, MNRAS, 136, 101
- [67] Majerowicz, S., Neumann, D. M.,& Reiprich, T. H. 2002 A&A 394, 77
- [68] Markevitch M. 1997, ApJ, 483L, 17
- [69] Markevitch, M., Forman, W. R., Sarazin, C. L.,& Vikhlinin, A. 1998 ApJ 503, 77
- [70] Markevitch, M., et al. 2000. ApJ, 541, 542
- [71] Markevitch, M.,& Vikhlinin A. 2001 ApJ 563, 95
- [72] Mason, K. O. et al. 2001 A&AL 365, 36
- [73] Mathiesen, B.F.,& Evrard, A.E., 2001, ApJ, 546, 100
- [74] Mazzotta, P., Markevitch, M., Vikhlinin, A., Forman, W. R., David, L. P., & VanSpeybroeck, L. 2001. ApJ, 555, 205
- [75] Matsushita, K., Belsole, E., Finoguenov, A.,& Boehringer, H. 2002 A&A 386, 77
- [76] Mohr, J.J.,& Evrard, A.E. 1997, ApJ, 491, 38
- [77] Mohr, J.J., Mathiesen, B.,& Evrard, A.E. 1999, Apj, 520L, 21
- [78] Mohr, J. J., Reese, E. D., Ellingson, E., Lewis, A. D.,& Evrard, August E. 2000 ApJ 544, 109
- [79] Molendi, S.,& Pizzolato, F. 2001 ApJ 560, 194

- [80] Moore, B., Lake, G., Quinn, T., & Stadel, J. 1999 MNRAS 304, 465
- [81] Morales, A. et al. 2002 Phys.Lett. B 532, 8
- [82] Mushotzky, R., & Scharf, C. 1997, ApJ, L482, 13
- [83] Mushotzky, R., Figueroa-Feliciano, E., Loewenstein M., & Snowden S. L. 2002 ApJ submitted
- [84] Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997 ApJ 490, 493
- [85] Neumann, D.M., & Boehringer, H. 1995, A&A, 301, 865
- [86] Neumann, D. M., Boehringer H. 1997 MNRAS 289, 123
- [87] Neumann, D., M., Boehringer, H. 1999 ApJ, 512, 630
- [88] Neumann, D.M. 1999, ApJ, 520, 87
- [89] Neumann, D. M., & Arnaud, M. 1999 A&A 348, 711
- [90] Neumann, D.M., & Arnaud, M. 2000, ApJ, 542, 35
- [91] Neumann, D. M., & Arnaud, M. 2001 A&AL 373, 33
- [92] Neumann, D. M. et al. 2001 A&AL 365, 74
- [93] Neumann, D. M., Lumb, D. H., Pratt, G. W., & Briel, U. G. A&A submitted
- [94] Oukbir, J., & Blanchard, A. 1997 A&AL 262, 365
- [95] Peebles, P. J. E. Physical Cosmology Princeton (Princeton University Press, Princeton) 1993
- [96] Pelló R., Le Borgne J.-F., Sanahuja B., Mathez G., & Fort B. 1992, A&A, 266, 6
- [97] Pen, U. 1997, New Astronomy, 2, 309
- [98] Perlmutter, S. et al. 1999 ApJ 517, 565
- [99] Peterson, J. R. et al. 2001 A&AL 365, 104
- [100] Peterson, J. R., Kahn, S. M., Paerels, F. B. S., Kaastra, J. S., Tamura, T., Bleeker, J. A. M., Ferrigno, C., & Jernigan, J. G. 2002 ApJ submitted
- [101] Pratt, G., Arnaud, M. & Aghanim, N. 2001 In: Neumann, D. M., & Tran Than Van, J. (Editors) Clusters of galaxies and the High-Redshift Universe observed in X-rays <http://www-dapnia.cea.fr/Conferences/Morion-astro-2001/abs03/pratt.html>
- [102] Pratt, G. W., & Arnaud, M. 2002 A&A 394, 375
- [103] Press, W. H., & Schechter, P. 1974 ApJ 187, 425
- [104] Raffelt, G. 2002 SSRv 100, 153
- [105] Reichert, D. E. et al. 1999 ApJ 518, 521
- [106] Richstone, D., Loeb, A., & Turner, E. L. 1992 ApJ 393, 477
- [107] Rosati, P., Borgani, S., & Norman, C. 2002 ARA&A 40, 539
- [108] Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979, Radiative Processes in Astrophysics (New York: Wiley)

- [109] Sakelliou, I. et al. 2002 A&A 391, 903
- [110] Sarazin, C. L. 1986 X-ray emission from clusters of galaxies (Cambridge University Press, Cambridge)
- [111] Schindler, S., & Mueller, E. 1993, A&A 272 , 137
- [112] Schindler, S. 1996 A&A 305, 756
- [113] Schindler, S., Hattori, M., Neumann, D.M.,& Böhringer, H. 1997, A&A, 317, 646
- [114] Schmidt, R., Allen, S. W.,& Fabian, A. C. 2001 MNRAS 327, 1057
- [115] Schuecker, P., Boehringer, H., Reiprich, T. H.,& Feretti, L. 2001 A&A 378, 408
- [116] Smail, I., Ellis, R.S., Dressler, A., Couch, W.J., Oemler, A.Jr., Sharples, R. M.,& Butcher, H. 1997, ApJ, 479, 70
- [117] Spergel, D.N. et al. 2003, astro-ph/0302209
- [118] Squires G., Kaiser N., Babul A., Fahlman G., Woods D., Neumann D. M., & Böhringer H. 1996, ApJ, 461, 572
- [119] Squires, G., Neumann, D. M., Kaiser, N., Arnaud, M., Babul, A., Boehringer, H., Fahlman, G.,& Woods, D. 1997, ApJ, 482, 648
- [120] Stanford, S. A., Holden, B., Rosati, P., Tozzi, P., Borgani, S., Eisenhardt, P. R.,& Spinrad, H. 2001 ApJ 552, 504
- [121] Stevens, I. A., Acreman, D. M.,& Ponman, T. J. 1999 MNRAS 310, 663
- [122] Strueder, L. et al. 2001 A&AL 365, 18
- [123] Tamura, T. et al. 2001. A&AL 365, 87
- [124] Tozzi, P.,& Norman C. 2001 ApJ 546, 63
- [125] Truemper, J. 1992, QJRAS, 33, 165
- [126] Turner, M. J. L. et al. 2001 A&AL 365, 27
- [127] Vikhlinin, A., Forman, W.,& Jones, C. 1997 ApJL 474, 7
- [128] Vikhlinin, A., Forman, W.,& Jones, C. 1999, ApJ, 527, 545
- [129] Vikhlinin, A., Markevitch, M., & Murray, S. S. 2001, ApJ, 551, 160
- [130] Vikhlinin, A., Markevitch, M., Forman, W.,& Jones, C. 2001 ApJL 555, 87
- [131] Weisskopf, M. C., O'Dell, S. L.,& Van Speybroeck, L. P. 1996 Proc. SPIE 2805, 2
- [132] White, R.E. 1991 ApJ 367, 69
- [133] White, S.D.M., Silk, J.,& Henry, J.P. 1981, ApJ, 251, L65
- [134] White, S. D. M., Briel, U. G.,& Henry, J. P. 1993 MNRAS 261L, 8
- [135] White, S.D.M., Navarro, J. F., Evrard, A. E.,& Frenk, C. S. 1993 Nat. 366, 429
- [136] Zeldovich, Y.B.,& Sunyaev, R.A. 1969, Astr. Sp. Sci., 4, 301

Remerciements

J'aimerais remercier Nabila Aghanim, Delphine Porquet, Sébastien Majerowicz ainsi que mon mari Yacine Maazi pour leur commentaires et corrections constructives pour cette habilitation.